ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE : 24

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

PAR

ARDALAN ABDUL HAMID

PREMIÈRE THÈSE

Comportement en température des couches photoémissives. Cas des photomultiplicateurs utilisés dans les compteurs à scintillations

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 1966 devant la Commission d'examen

MM. P. GRIVET Président

M. DUQUESNE
Y. KOECHLIN } Examinateurs

ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE : 24

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

PAR

ARDALAN ABDUL HAMID

PREMIÈRE THÈSE

Comportement en température des couches photoémissives. Cas des photomultiplicateurs utilisés dans les compteurs à scintillations

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le devant la Commission d'examen

MM. P. GRIVET Président

M. DUQUESNE
Y. KOECHLIN } Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen

M. ZAMANSKY

Professeurs

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T évolution des êtres organisés
	PREVOST	T chimie organique
	WYART	T Minéralo.& cristallo
	TEISSIER	T zoologie
	MANGENOT	T biologie végé.(Orsay)
	AUGER	T physique quantique et relativité
	MONNIER	T physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T physique ENS
	CARTAN	T mathématiques ENS
	LAFFITTE	T chimie générale
	N...	T géométrie supérieure
	COULOMB	T physique du globe
Mle	COUSIN	T biologie animale SPCN
MM.	CHRETIEN	T chimie minérale
	BOCQUET	T zoologie
	KASTLER	T physique ENS
	EPHRUSSI	T génétique
	RIVIERE	T géologie SPCN & sédiment.(Orsay)
	GAUTHERET	T biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T recherches physiques
	THOMAS A.	T biologie cellulaire
	ARNULF	T optique appliquée
	MORAND	T physique enseignement
	SOLEILLET	T physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp.des fluides
	DRACH	T zoologie
	QUENEY	T météo.& dynamique atmos.
	GALLIEN	T embryologie
	EICHORN	T botanique
	DE CUGNAC	T biologie végétale SPCN
Mle	CAUCHOIS	T chimie physique
MM.	THELLIER	T physique du globe
	L'HERITIER	T biologie générale Orsay
	GRIVET	T radioélectricité Orsay
	PONCIN	T mécanique générale
	DU BREIL	T arith.& théorie des nombres
	QUELET	T chimie organique
	CAGNIARD	T géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T micropaléontologie
	JUNG	T géologie
	TRILLAT	T microscopie et diffrac. élec.
	WIEMANN	T chimie organ.& structu.
	JACQUINOT	T spectroscopie et physique céleste (Orsay)
	VASSY	T physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T théorie physique
	AMIEL	T chimie générale
	HOCART	T minérall & cristal.
	J.P. MATHIEU	T physique optique
	COUTEAUX	T cytologie
	MAY	T zoologie
	CHOQUET	T théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T biologie végétale marine
	GUINIER	T physique des solides (Orsay)
	JOST	T physiologie comparée
	FORTET	T calcul des probabilités et physique mathématiques
	SCHWARTZ	T Calcul dif.& Intégral
	CHOUARD	T physiologie végétale
	MALAVARD	T aviation (technique aéron.)
	NORMANT	T synthèse organique
	BENARD	T chimie minérale
	BUVAT	T botanique ENS
	DUGUE	T statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie végé.appli.
	MARECHAL	T Optique théo.& appli.
	KIRRMANN	T théories chimiques
	CHADEFAUD	T botanique
Mle	LE BRETON	T Physio de la nutrition
MM.	LELONG	T appli de l'ana à la géom.
	DEVILLERS	T anatomie & histo.compa.
	EHRESMANN	T topologie algébrique
	FRANCON	T physique SPCN
	GLANGEAUD	T géogra. phys. géol.
	DODEMENT	T mathématiques MGR
	PISOT	T technique math.de la physi.
	ROCH	T géologie
	SCHATZMANN	T astrophysique
	TERMIER	T géologie générale
	ZAMANSKY	T mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T génétique Orsay
	ROUTHIER	T géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T physique théorique
MM.	DIXMIER	T mathématiques MPC
	SOUCHAY	T chimie générale
	AIGRAIN	T électrotechn.géné.
	BRUSSET	T chimie systématique
M.	LEVY	T physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T chimie biologique
Mme	HUREL PY	T biologie végétale PCB
MM.	PANNETIER	T chimie générale
	BRUN	T mécanique des fluides I
	LEDERER	T chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T mathématiques (agrégа)
Mme	LELONG	T math.II ENS
M.	BELLAIR	T géologie SPCN
MM.	COTTE	T physique électricité
	DUBOIS J.E.	T chimie organique
	LAMOTTE	T zoologie ENS
	MICHEL A.	T chimie minérale Orsay
	OLMER	T énergétique générale
	ROUAULT	T électricité (Orsay)
	GAUTHIER	T mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T chimie physique
	BROSSEL	T physique atomique
	BUSER	T physiologie comparée
	CAMUS	T physio.végé.
	CASTAING	T Physique II thermo.(Orsay)
	CURIEN	T minéralo.& cristal.
	MOYSE	T physio.végé.(Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T évolution des êtres organisés
MM.	POSSOMPES	T zoologie
	PULLMANN	T chimie quantique
	TEILLAC	T physique nuc.et radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T bio.physico.chim.(Orsay)
	VILLE	T économétrie
	WILLEMART	T chimie PCB
	DODE	T chimie (Orsay)
	FREYMANN	T recherches physiques
	GUINOCHET	T biolo.végé.SPCN (Orsay)
	ROLLET	T chimie minérale
Mle	JOSIEN	T chimie SPCN
MM.	CHEVALLEY	T géométrie algébrique et théorie des groupes
	ARNOULT	T électronique Orsay
	CHAPELLE	T physique I (Orsay)
	DELANGE	T mathématiques I (Orsay)
	DENY	T mathe.géné.(Orsay)
	GERMAIN	T mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T géologie
	ALLARD	T chimie physique
	BERTHELOT	T physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T météor.et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T psycho.physio.
MM.	FRIEDEL	T physique des solides (Orsay)
	JULIA	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T biologie animale SPCN Orsay
	MAGAT	T physico-chimie des radio-éléments
Mle	QUINTIN	T électrochimie
MM.	MONOD	T chimie du métabolisme
	BENOIT	T physio.animale Orsay
	DE POSSEL	T analyse numérique
	CHARLOT	T chimie analytique
	LEMEE	T écologie végétale Orsay
	GUERIN	T chimie MPC Orsay
	CHATELET	T chimie PCB
	JEAN	T physio.nucléaire Orsay
	MATTLER	T physique SPCN
	BERGERARD	T zoologie Orsay
	BERTEIN	T électronique Orsay
	BOUISSIERES	T radiochimie
Mme	COUTURE	T thermo.et méca.physique
MM.	ELLEMBERGER	T géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T biologie animale PCB
	SCHNELL	botanique tropicale
	STLKOWSKI	T physiologie végétale
	ACHER	T chimie biologique
	BAUDOIN	T biologie animale PCB
	BEAUMONT	biologie animale SPCN
	BLAMONT	géophysique ionosphère
	BOUREAU	T botanique
	CURIE D.	physique MGP
	DURAND DELGA	T géologie
	FREON	T chimie organique Orsay
	HELLER	T physiologie végétale
	TORTRAT	T calcul des probabilités
	CAILLEUX	T géologie SPCN
	MAGNAN	physique électricité
	DAUDEL	T mécanique ondulatoire appli. à la chimie théo.& à la phy.nucléaire
Mle	FOURCROY	biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	mécanique analytique et méca.céleste
Mle	VEIL	T physiologie générale
MM.	LWOFF	T micobiologie
	SIESTRUNCK	T Méca.phys.& experimentale
	LACOMBE	T métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T mécanique générale
	LESIEUR	T math.I (Orsay)
	MAZET	T méca.géné.(Orsay)
	CAIRE	géogra.physique et géo dynami
	COMOLET	méca.des fluides
	CORABOEUF	T physio.animale (Orsay)
	DELLOUE	T physique de l'exosphère
	GORENFLOT	botanique II (Orsay)
	HOUILLON	biologie animale PCB
	JULLIEN J.	chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T technique mathé.de la phys.Ors.
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T botanique (Orsay)
	KAHANE	T mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T math ENS féminines
	KOURGANOFF	T astronomie (Orsay)
	THIRY	T méca.céleste
	ABELES	physique SPCN
	AMAT	T physique PCB
	AUBOIN	T géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
MM.	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T math.MPC
	BRUNN	T géologie historique Orsay
	CHABBAL	T physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T math.propé.
	D'ESPAGNAT	T physique théorique (Orsay)
	FURON	T géologie SPCN
Mme	GANS	T génétique
MM.	GENEVES	biologie végétale PCB
	GUILBERT	physique CUS Orléans
	HUPE	T pétrographie
	HOLLANDE	T biolo.géné.
	LIONS	T analyse numérique
	MAITTE	T chimie PCB
	MEYER	physique propé.
	NICOLAS	géologie appliquée
	PANIGEL	biologie générale
	RAVIER	pétrographie
	ROSEAU	T méca.théorique des fluides
	ROUBINE	électronique
	SILBER	T chimie PCB
	UEBERSFELD	T électronique
	YVON	T théories physiques
	HERVE	T mathématiques
	NERON	T math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T astrophysique
MM.	BALKANSKY	physique MPC
	LE CORRE	T électricité
	DELCROIX	T physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	physique théorique (Orsay) des hautes énergies
	LEHMANN	T phys.exp.des hautes énergies
	NATAF	T physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	biologie animale PCB
	BARRAUD	physiolo.cellulaire
	LIORET	physiologie végé.Orsay
	DARS	géologie structurale & géolo.appli.
	CAMEFORT	T botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T mécanique industrielle
	BLAQUIERE	électronique (Orsay)
	ARNOUS	T physique théorique
	TATIBOUET	chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T math. propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	physique Exp.des Hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T mécanique théorique
	ROSCH	T astronomie
	GUY	T physique expérimentale
	LAZARD	math MPC
	MOREL Pierre	physique MPC
	ARSAC	programmation
	LEFEBVRE	chimie MPC
	CHAPEVILLE	biochimie
	BENOIT	physique CPEM
	RIO	chimie CPEM
	JAUZEIN	géologie ENS
	PREVOST Georges	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	chimie CPEM
Mle	FICINI	chimie CPEM
MM.	LEQUEUX	astronomie
	COHEN	physique MPC
	TAVERNIER	physique CPEM
Mme	ROIZEN	physique CPEM
MM.	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	physiologie
Mme	PETIT	BA CPEM
MM.	BROUSSE	géologie orsay
	CAGNIAC	physique agrégation Orsay
	LEBERRE	zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	microbiologie (Orsay)
	de GENNES	physique des solides (Orsay)
	RIOU	physique nuclé.exp.Orsay
	CLAUSER	chimie biolo.Orsay
	CHEVALIER	physio.animale Orsay
	JANCOVICI	physique atomique Orsay
	FALK-VAIRANT	physique nucléaire Orsay
	FETIZON	chimie propé. Orsay
	CERF	mathématiques Orsay
	LURCAT	physique
	RIGAUDY	chimie S.P.C.N.
	SIGWALT	chimie S.P.C.N.
	FOURNET	électricité générale
	COLLONGUES	chimie C.P.E.N.
	DUBERT	biochimie
	LAVOREL	biologie physico-chimique
	MOREL F.	physiologie comparée
	TALBOT	génétique chimique
Mme	NOUGAREDE	botanique
MM.	FRANCOIS	zoologie
	IVANOFF	océanographie physique
	CADIOT	chimie organique
	BARUCH	physique propédeutique
	NOZIERES	physique générale
	BOK	physique propédeutique
	SLONIMSKI	génétique
	KRASNER	T mathématiques
	BENZECRI	T statistiques
	VINH MAU	physique M.G.P.
	DUQUESNES	physique C.P.EM.
	SCHUTZENBERGER	programmation
	TREMILLON	chimie MPC
	FAYARD	chimie MPC
	BUVET	chimie CPEM
	AUTHIER	physique MPC
	PICINBONO	T physique CPEM
	BONNEFILLE	électrotechnique
Mme	PUISEUX DAO	biologie végétale

le secrétaire général

R. POULAIN

Je tiens tout d'abord à remercier le Gouvernement Français qui, dans le cadre de la collaboration scientifique et technique entre nos deux pays, m'a invité à faire un stage au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.

Que Monsieur le Professeur Pierre GRIVET trouve ici l'expression de toute ma gratitude pour l'honneur qu'il m'a fait en patronnant mon travail et en présidant le Jury.

Je remercie Monsieur Michel DOIREAU, Chef du Département d'Electronique Générale, d'avoir bien voulu me permettre de travailler dans son Département.

Je prie Monsieur Paul DESNEIGES, Chef du Service d'Electronique Industrielle, et Monsieur Claude LALLEMANT, son adjoint, de trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour l'appui que j'ai constamment trouvé auprès d'eux et qui m'ont fourni les moyens nécessaires pour la réalisation de mon travail.

Mes remerciements s'adressent tout particulièrement à Monsieur André PASCAL pour les conseils très précieux qu'il m'a constamment prodigués en suivant de très près l'évolution de mes recherches et en guidant leur développement.

C'est avec une profonde reconnaissance que je tiens à remercier Monsieur Yves KOECHLIN pour la contribution qu'il a apportée à la mise en forme définitive de ma thèse et les conseils précieux qu'il m'a donnés.

Je remercie également Monsieur André BLANC et plus particulièrement Monsieur Claude JULLIOT pour leur participation à la présentation de ce travail.

Ma reconnaissance va à Madame Christiane POUX et Monsieur Raymond COMTE qui m'ont aidé pour la réalisation essentielle du dispositif expérimental.

J'adresse mes vifs remerciements pour l'aide constante que j'ai trouvée auprès de mes collègues du Service d'Electronique Industrielle, en particulier de Mesdames STIQUEL et GEORGES, de Messieurs CLAISSE et ROIGNANT, et du personnel du Secrétariat.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

HISTORIQUE 7

INTRODUCTION 9

CHAPITRE I - NOTIONS FONDAMENTALES CONCERNANT L'EFFET PHOTOELECTRIQUE.. 11

I.1 - Electrons dans les solides 11

I.1.1 - Théories électroniques des métaux 11

I.1.2 - Cas des semi-conducteurs 14

I.2 - Considérations sur l'effet photoélectrique des métaux 15

I.2.1 - Emission photoélectrique 15

I.2.2 - Effet de surface. Effet de volume 16

I.3 - Etude photoélectrique des couches semi-conductrices 18

I.3.1 - Formation et caractéristiques des couches étudiées 18

I.3.2 - Effet de surface . Effet de volume 20

I.3.3 - Modèles des bandes de l'antimoniure de césium. Courbure des bandes.. 20

I.3.4 - Rendement quantique 21

I.3.5 - Discussion 25

CHAPITRE II - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR L'EFFET PHOTOELECTRIQUE ... 27

II.1 - Cas des métaux 27

II.1.1 - Variation du travail d'extraction avec la température 27

II.1.2 - Coefficient de température du courant photoélectrique 30

II.2 - Cas des semi-conducteurs 32

II.2.1 - Influence de la température sur le niveau de Fermi 32

II.2.2 - Concentration des électrons excités 33

II.2.3 - Effet de la température sur la largeur de la bande interdite. Influence sur le seuil photoélectrique 34

II.2.4 - Influence de la température sur le libre parcours moyen 34

II.2.5 - Effet de la température sur la résistivité électrique des couches 36

Pages

CHAPITRE III - ELABORATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL - METHODE DE MESURE 39

III.1 - Choix de la méthode de mesure 39

III.2 - Description du dispositif expérimental 40

III.2.1 - Dispositif optiques 40

III.2.2 - Enceintes isothermes 44

III.2.3 - Dispositifs électriques 46

III.3 - Problèmes métrologiques 48

III.3.1 - Utilisation de la thermopile 48

III.3.2 - Lumière parasite du monochromateur 51

III.3.3 - Sensibilité spectrale de la cellule de référence 52

III.3.4 - Sensibilité spectrale d'une photocathode 55

CHAPITRE IV - ETUDE EXPERIMENTALE DU COMPORTEMENT EN TEMPERATURE DE DIFFERENTES PHOTOCATHODES 59

IV.1 - Conditions expérimentales 59

IV.1.1 - Conditions optiques 59

IV.1.2 - Conditions thermiques 59

IV.1.3 - Conditions générales 59

IV.1.4 - Photomultiplicateurs étudiés 59

IV.2 - Photocathodes d'antimoniure de césium (Cs_3Sb type S 11) 60

IV.2.1 - Photomultiplicateur 53 AVP 02 DARIO 60

IV.2.2 - Photomultiplicateur 6097 EMI 68

IV.2.3 - Photomultiplicateur 8053 RCA 76

IV.2.4 - Discussion 77

IV.3 - Photocathode trialcaline ($SbNa_2K$ [Cs] type S 20) 85

IV.3.1 - Photomultiplicateur 9558 EMI 85

IV.3.2 - Photomultiplicateur XP 1002 DARIO 87

IV.3.3 - Discussion 91

IV.4 - Photocathodes bialcalines (haute température $SbNa_2K$) 92

IV.4.1 - Photomultiplicateur 543 D ASCOP 92

IV.4.2 - Photomultiplicateur 9607 EMI 95

IV.4.3 - Discussion 97

CONCLUSION 99

BIBLIOGRAPHIE 101

HISTORIQUE

L'effet photoélectrique est découvert depuis plus d'un demi-siècle.

C'est en 1887 que HERTZ observe le premier que dans un arc électrique l'étincelle éclate plus facilement lorsque l'électrode négative est éclairée par de la lumière ultra-violette.

La première cellule photoélectrique avec une cathode de potassium placée dans le vide est construite en 1889 par ELSTER et GEITEL.

En 1902, LENARD met en évidence que l'énergie cinétique d'un électron émis est indépendante de l'intensité de la lumière ; mais ces résultats ne peuvent être interprétés par les théories électromagnétiques. Quelques années après, PLANCK montre qu'une lumière de fréquence ν transporte une énergie qui est un multiple entier d'un quantum $h\nu$ (h : constante de PLANCK). EINSTEIN annonce en 1905 que les quanta interviennent aussi dans l'effet photoélectrique. Cette théorie, qui est encore la base de la recherche scientifique, dans ce domaine, a mis en valeur les travaux de RICHARDSON, COMPTON, MELLIKAN, etc ...

Les travaux de FOWLER et DUBRIDGE permettent de mieux connaître l'émission photoélectrique des métaux et de certaines couches semi-conductrices.

En 1936, GÖRLICH effectue ses expériences sur les couches d'antimoniure de césium ($SbCs_3$) qui ont trouvé une application remarquable avec les photocathodes des tubes photomultiplicateurs.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544322_0041

INTRODUCTION

La recherche scientifique a consacré de nombreuses études à l'effet photoélectrique, ce qui a permis d'apporter une contribution importante à l'étude de la structure de la matière et au développement de la physique moderne.

Parmi les applications de l'effet photoélectrique, la plus spectaculaire est le tube photomultiplicateur dans lequel la couche photoémissive est couplée à une série de surfaces à émission secondaire en cascade dans une enceinte à vide.

Le tube photomultiplicateur permet la détection de l'effet CERENKOV avec une résolution en temps meilleure que 10^{-9} sec, la spectrophotométrie en astrophysique, la réalisation de caméras de télévision à haut rendement et surtout, la détection par scintillation des rayonnements nucléaires.

Cette dernière application est largement diffusée depuis quelques années dans tous les domaines de l'Energie Nucléaire, en particulier pour la prospection minière, les applications des radioéléments et les appareils de dosimétrie pour lesquels des problèmes de températures se sont posés :

1/ Ces appareils doivent pouvoir fonctionner dans des ambiances à températures très différentes. Il est donc nécéssaire de déterminer l'influence de la température sur la réponse du détecteur, en particulier sur la sensibilité de la photocathode.

2/ D'autre part, on utilise parfois un détecteur à scintillation pendant un temps très long. Il faut connaître l'effet de la température sur la sensibilité de l'appareil afin de s'assurer que les variations de température ne perturbent pas les mesures.

3/ Lors de la mesure de courants de très faible intensité (ou d'impulsions de niveau faible) on est amené à refroidir la photocathode pour réduire le courant d'obscurité (ou le bruit de fond impulsionnel). Dans ce cas, il convient de savoir la variation de sensibilité du détecteur avec la température.

Dans ce sens, un certain nombre de travaux ont été effectués. Les résultats font apparaître une variation non négligeable de la sensibilité globale d'un détecteur avec la température : de l'ordre de - 0,5 % par °C avec un scintillateur NaI(Tl).

Bien qu'on constate des divergences importantes entre les résultats des différents auteurs, on peut cependant estimer qu'environ la moitié de cet effet est dû à la photocathode.

Si certaines études ont été effectuées d'une façon trop sommaire, d'autres sont très élaborées, mais exécutées dans un cadre souvent trop limité en température et en longueur d'onde.

Par ailleurs, la plupart de ces travaux étant d'origine étrangère, nous manquons de renseignements sur les photocathodes des tubes de fabrication intérieure, tubes qui sont le plus habituellement utilisés.

Nous nous sommes limités à l'étude systématique de l'influence de la température sur la sensibilité de photocathode de divers photomultiplicateurs du commerce utilisés dans les compteurs à scintillations, dans la gamme de température rencontrée en utilisation normale et dans la gamme de longueur d'onde d'émission des scintillateurs usuels.

Le Chapitre I est consacré au rappel des théories modernes de la physique du solide et à quelques considérations sur l'effet photoélectrique des métaux, dont l'exposé est indispensable pour bien comprendre l'effet photoélectrique des semi-conducteurs qui nous concernent particulièrement.

Dans le Chapitre II nous avons plus spécialement abordé l'influence de la température sur les différents paramètres de l'effet photoélectrique.

Le Chapitre III décrit les méthodes utilisées et l'appareillage expérimental.

Le Chapitre IV donne les résultats expérimentaux avec leur discussion.

CHAPITRE PREMIER

NOTIONS FONDAMENTALES CONCERNANT L'EFFET PHOTOÉLECTRIQUE

Plusieurs processus physiques interviennent dans l'effet photoélectrique d'un solide :

- L'absorption des photons par les électrons du matériau ou photoabsorption dont l'importance dépend étroitement de la répartition des niveaux d'énergie des électrons dans le solide et des conditions imposées à la collision photon-électron,

- Cheminement des électrons du site de collision à la surface du solide, ce processus pouvant être caractérisé par le libre parcours des photoélectrons,

- Franchissement de la barrière de potentiel par le photoélectron.

Les deux premiers phénomènes sont assez bien décrits par la théorie.

Nous adopterons pour l'exposé sur l'effet photoélectrique la méthode classique qui consiste à traiter sommairement l'effet photoélectrique des métaux avant d'aborder l'effet photoélectrique des semi-conducteurs.

En effet, la théorie de l'effet photoélectrique des métaux a été élaborée la première et elle est très utile pour rendre compte de l'influence de la température sur l'effet photoélectrique, en particulier au voisinage du seuil.

I.1 - ELECTRONS DANS LES SOLIDES

D'après les principes de la physique moderne du solide, le problème des niveaux d'énergie des électrons dans les solides peut être résolu, si les électrons sont disposés régulièrement dans un réseau cristallin.

Les électrons des atomes des couches internes n'ont pratiquement pas leurs niveaux d'énergie modifiés par la présence des atomes voisins. Ce n'est pas le cas pour les atomes des couches externes, en particulier pour les électrons de valence qui jouent le rôle primordial dans l'effet photoélectrique.

Le problème qui consiste, par application des principes de la mécanique quantique, à déterminer les niveaux d'énergie d'électrons soumis à un champ de force aussi complexe que celui qui règne dans les solides ne peut être résolu que moyennant certaines hypothèses simplificatrices .

Dans notre cas, nous nous limiterons à deux théories :

- la théorie de Sommerfeld où le champ est supposé équipotentiel. Elle s'applique aux électrons de valence des métaux,

- la théorie des bandes qui suppose un potentiel périodique. Elle correspond assez bien au cas des isolants et des semi-conducteurs.

I.1.1 - Théorie électronique des métaux - Bandes de conduction

Etant données les propriétés particulières de conductibilité des métaux, les électrons de valence sont supposés libres à l'intérieur du métal. On admet qu'ils ont une énergie potentielle W_a. En effet, on considère à la surface du cristal une brusque variation de potentiel (égale à l'énergie potentielle de l'électron) qui ne peut être franchie que par les électrons ayant des vitesses assez grandes : on l'appelle barrière de potentiel. L'énergie totale de l'électron :

$$E = \frac{P^2}{2\ m^*} + W_a$$

où P est leur quantité de mouvement, et m^* est la masse de l'électron à l'intérieur du solide.

Dans le cas d'une énergie potentielle constante, la fonction d'onde de l'électron est de la forme :

$$\Psi = A \cdot \mathrm{Exp}\ (-2\pi i \cdot \vec{K} \cdot \vec{x})$$

A étant la constante,

$\vec{K}$ vecteur d'onde de l'onde associée(*) à l'électron tel que :

$$\vec{P} = h\vec{K}$$

Ψ est analogue à la fonction d'onde de l'électron libre.

Dans un second modèle plus compliqué, le potentiel des électrons est supposé périodique, la périodicité étant celle du réseau cristallin. Dans ce cas le problème est entièrement traité par la mécanique quantique, les difficultés du calcul étant liées à la forme et à l'amplitude adoptées pour le potentiel périodique. La fonction d'onde ci-dessus est remplacée par :

$$\Psi = u_K(\vec{x})\ \mathrm{Exp}\ (-2\pi i \cdot \vec{K} \cdot \vec{x})$$

où $u_K(x)$ est une fonction périodique qui est susceptible de ne pas avoir des valeurs acceptables pour certains intervalles de K. A l'aide de cette fonction il est possible de tracer une courbe donnant l'énergie de l'électron en fonction du vecteur d'onde K. Dans le cas de l'électron libre (métaux), cette courbe est

$$E(\vec{K}) = \frac{k^2 K^2}{2m^*}$$

Dans le cas d'un potentiel périodique, la courbe $E = f(\vec{K})$ peut prendre une forme assez différente de celle qu'elle a dans le cas de l'électron libre ; en particulier il apparaît des bandes d'énergie permises séparées par des bandes d'énergie interdites.

Pour obtenir une description complète des niveaux d'énergie des électrons dans les solides, il est nécessaire de définir la densité de niveaux dans les bandes, la probabilité pour ces niveaux d'être occupés. En particulier, l'influence de la température est très différente si la bande d'énergie est vide d'électron, partiellement remplie ou saturée. Pour les métaux, Sommerfeld a supposé que la répartition des électrons en fonction de l'énergie était donnée par la statistique de Fermi-Dirac. La probabilité d'occupation pour un niveau d'énergie étant donnée par la fonction :

$$f(E, T) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - \mu}{KT}}$$

pour T = 0°K.

$$f(E) = 0 \text{ si } E > \mu$$

$$f(E) = 1 \text{ si } E < \mu$$

Si T est différent de 0°K comme l'indique la figure 1, certains niveaux pour $E > \mu$ peuvent être occupés et des niveaux pour $E > \mu$ vides.

Dans l'application de la statistique de Fermi-Dirac il convient de tenir compte des solides dont la bande la plus élevée contenant des électrons à T = 0°K est :

1/ Partiellement remplie (bande de conduction, cas des métaux),

2/ Saturée (bande de valence, cas des isolants et des semi-conducteurs). Dans ce cas, cette bande est séparée de la bande supérieure par une bande interdite de largeur E_g (exprimée en eV).

Pour les métaux, compte-tenu de la densité des niveaux d'énergie en fonction de E, la répartition de l'énergie des électrons est donnée par :

(*) La longueur d'onde de l'onde associée d'après la théorie de Louis de Broglie (1924) est :

$$\lambda = \frac{1}{K} = \frac{h}{mV}$$

$$\frac{dn}{dE} = \frac{4\pi}{h^3} (2\ m^*)^{3/2} \cdot \frac{E^{1/2}}{1 + \exp \frac{E - \mu}{KT}}$$

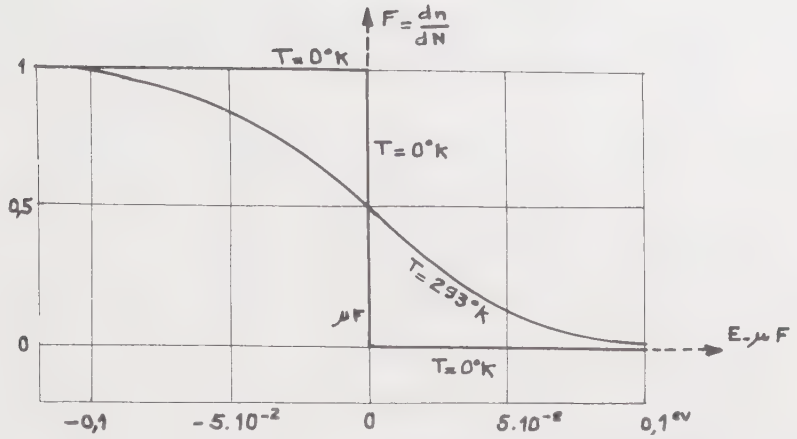

Figure 1 : Fonction de FERMI-DIRAC, probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E.

La figure 2 représente la répartition de l'énergie à T = 0°K et T = 300°K pour le potassium.

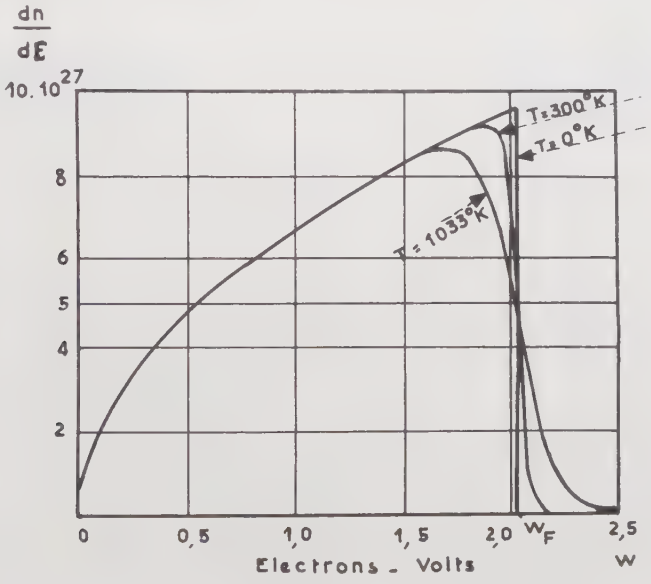

Figure 2 : Répartition de l'énergie dans les électrons de conduction du potassium d'après la théorie de SOMMERFELD.

Pour T = 0°K dans le cas des métaux, μ représente le niveau d'énergie le plus élevé qui est occupé, ce qui donne

$$\mu_o = \frac{h^2}{2\ m^*} \left(\frac{3\ n}{8\ \pi}\right)^{2/3} \quad \text{où} \quad \mu_o = 3,64 \times 10^{-15}\ n^{2/3}\ (eV)$$

et la variation en fonction de T est :

$$\mu_T = \mu_o \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{KT}{\mu_o}\right)^2\right]$$

μ_T varie lentement en fonction de T. [1]

I.1.2 - Cas des semi-conducteurs

Pour les solides dont la bande saturée est séparée de la bande supérieure vide, par une bande interdite, μ est situé dans la bande interdite. Si E_g, largeur de la bande interdite, n'est pas trop importante, la fonction de Fermi-Dirac montre qu'il est possible que des électrons passent dans la bande de conduction lorsque T augmente, ces matériaux sont dits semi-conducteurs. Dans ce cas, on établit que le niveau de Fermi est situé au milieu de la bande interdite. La répartition de l'énergie des électrons dans la bande de conduction est :

$$\frac{dn}{dE} = \frac{2\ n}{\sqrt{\pi}(KT)^{3/2}}\ (E - E_c)^{1/2}\ .\ \exp\left(-\frac{E - E_c}{QT}\right)$$

Le schéma de bande dans ce cas est représenté par la figure 3.

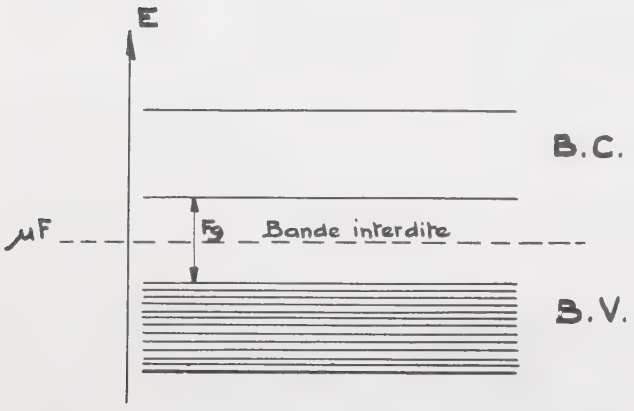

Figure 3 : Schéma des bandes d'énergie dans un semi-conducteur intrinsèque.

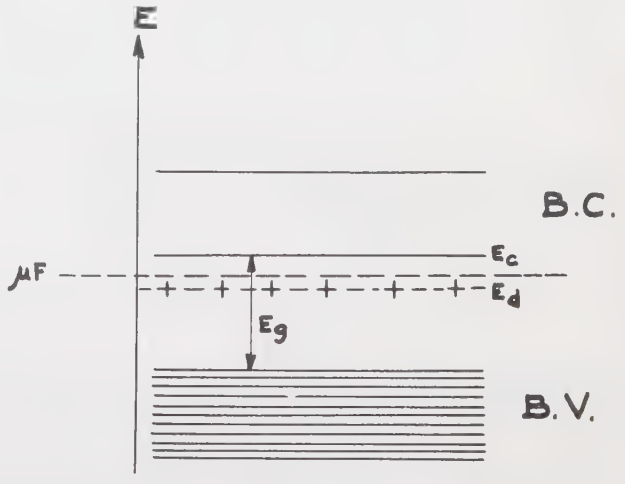

Figure 4 : Schéma des bandes d'énergie dans un semi-conducteur de type N.

Le cas simple exposé ci-dessus peut être modifié si le matériau contient en petite quantité des impuretés susceptibles de donner des niveaux d'énergie localisés situés dans la bande interdite. Sommairement ces niveaux sont classés en deux catégories :

- niveaux donneurs si $E_c - E_d$ (Figure 4) est inférieur à $\frac{E_g}{2}$, (par exemple Ge ou Si contenant des traces d'arsenic ou de phosphore),

- niveaux accepteurs si $E_a - E_v$ est inférieur à $\frac{E_g}{2}$, figure 5, (par exemple Ge ou Si contenant du bore ou du Ga).

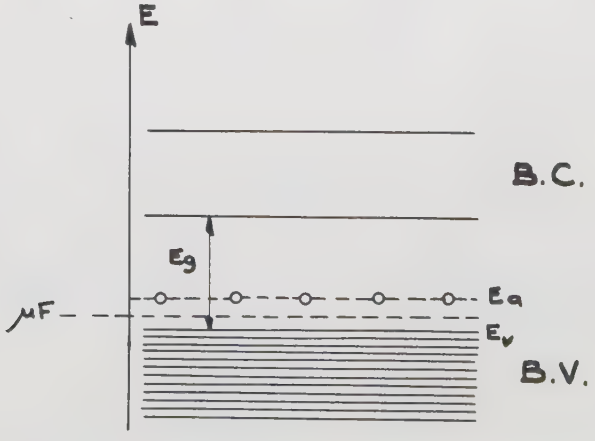

Figure 5 : Schéma des bandes d'énergie dans un semi-conducteur de type P.

Dans ces deux cas l'influence de la température sur la répartition des électrons peut être beaucoup plus importante que pour les semi-conducteurs intrinsèques. Les niveaux d'impuretés sont susceptibles d'avoir un rôle important dans l'effet photoélectrique.

I.2 - CONSIDERATIONS SUR L'EFFET PHOTOELECTRIQUE DES METAUX

I.2.1 - Emission photoélectrique

L'énergie du photon incident, d'après EINSTEIN est reliée à l'énergie cinétique du photoélectron par la relation :

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 + \Phi$$

Or, l'énergie de liaison de l'électron dans le solide pour un métal nous donne :

$$\Phi = W_a - \mu$$

où W_a : énergie potentielle de l'électron dans la bande de conduction ou barrière de potentiel.

L'effet photoélectrique ne se manifeste que pour des fréquences supérieures à une certaine valeur (seuil photoélectrique) ; dans ce cas, l'équation d'Einstein est :

$$h\nu_o = \Phi$$

et par suite on a :

$$h\nu - h\nu_o = \frac{1}{2} mv^2$$

la longueur d'onde du seuil :

$$\lambda_o = \frac{c}{\nu_o} = \frac{hc}{\Phi} \qquad \text{où} \qquad \lambda_c\,(\text{Å}) = \frac{12\,420}{\Phi(\text{eV})}$$

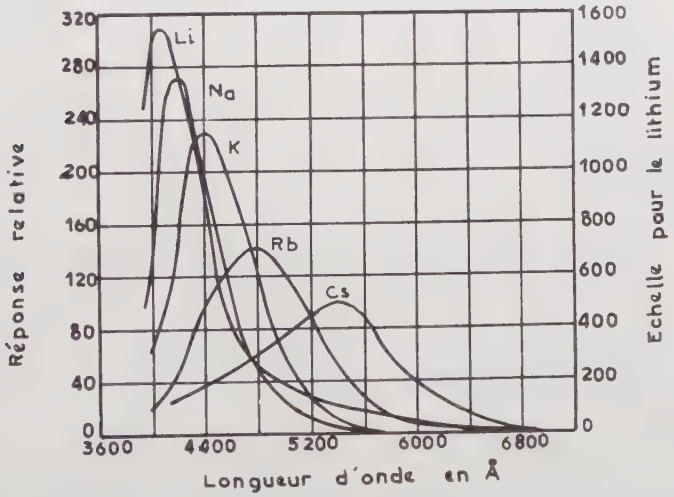

Figure 6 : Courbes de réponse spectrale relative des métaux alcalins.

La figure 6 représente la sensibilité spectrale pour les métaux alcalins. On constate que la longueur d'onde de sensibilité maximum croît avec le nombre atomique des métaux alcalins. Quand on passe de Li au Cs la sensibilité maximum diminue et la largeur des courbes croît progressivement.

La figure 7 donne le seuil photoélectrique de certains métaux trouvé par la méthode de MELLIKAN [2]. Le coefficient angulaire de toutes ces droites est égal à $\frac{h}{e} = C^{te}$, cette propriété vérifie de façon très satisfaisante la loi d'EINSTEIN. Le tableau I donne le travail d'extraction et la longueur d'onde correspondante du seuil pour quelques métaux. On constate que les métaux alcalins ont un travail d'extraction plus faible et une émission photoélectrique plus élevée que les autres métaux. Les rendements quantiques des métaux alcalins dans le spectre visible sont de l'ordre de 10^{-3}. Ceux des couches complexes dépassent 10^{-1}.

Pour avoir un haut rendement quantique il faut :

1/ que la majorité des photons incidents soient absorbés par les électrons du métal,

2/ qu'un grand nombre d'électrons excités puisse arriver à la surface avec une énergie suffisante pour la traverser.

TABLEAU I

Corps	Φ (eV)	λ_o (Å)	Corps	Φ (eV)	λ_o (Å)
Ag	4,7	2610	Li	2,35	5300
Al	4,08	3560	Mo	4,2	2960
Au	4,8	2600	Na	2,28	5000
Ba	2,48	5000	Ni	5,03	2450
C	4,34	2850	Pt	6,3	1950
Ca	2,70	4600	Rb	2,1	5800
Cs	1,80	6600	Sb	4,03	3000
Cu	4,30	2900	Sr	2,74	4530
Fe	4,6	2700	Ta	4,13	3000
Ge	4,5	2750	Th	3,38	3670
K	2,24	5600	W	4,53	2650
			Zn	3,8	3720

I.2.2. -, Effet de surface et effet de volume

Du point de vue de la mécanique, l'interaction d'un photon avec un électron ne peut assurer la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, sans l'intervention d'une troisième particule ou d'un champ de force.

Deux cas sont envisagés :

1/ l'effet de surface où l'on suppose une interaction entre l'électron excité et la surface du métal ; dans ce cas, c'est la barrière de potentiel qui intervient et la conservation de l'énergie est réalisée,

2/ l'effet de volume où l'on suppose une interaction entre l'électron excité et le réseau cristallin par suite de l'influence du champ périodique du réseau cristallin : la conservation de l'énergie est assurée.

a) Considérations sur l'effet de surface

La théorie de FOWLER [3] est applicable à l'effet de surface. Elle a été établie par similitude avec l'effet thermoionique. FOWLER a utilisé la distribution de l'énergie de Fermi-Dirac et a établi la formule du courant photoélectrique pour les métaux :

$$I = \alpha A T^2 \varphi \left(\frac{h\nu - h\nu_o}{KT}\right)$$

α : la probabilité pour qu'un électron après photo excitation puisse franchir la surface du métal,

A : la constante universelle = 120 $A/cm^2/deg.^2$

$$\varphi\left(\frac{h\nu - h\nu_o}{KT}\right) = \varphi(x)$$

est une fonction universelle.

FOWLER a supposé que α est indépendant de la fréquence : si on prend $\alpha A = B$, on peut écrire

$$I = B\,T^2\,\varphi(x)$$

On a calculé $\varphi(x)$ dans les deux cas ci-dessous :

$$\text{Pour } x > 0 \qquad \varphi(x) = \frac{\pi^2}{6} + \frac{x^2}{2} - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \cdot \frac{e^{-nx}}{n^2}$$

$$\text{Pour } x < 0 \qquad \varphi(x) = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{e^{nx}}{n^2}$$

Les valeurs de $\varphi(x)$ ont été tabulées pour les applications photoélectriques.

Le tracé de la courbe $\log\frac{I}{T^2}$ permet de déterminer le seuil photoélectrique et c'est seulement au voisinage du seuil qu'elle donne des résultats conformes aux résultats expérimentaux et qu'elle permet de prévoir l'influence de la température sur le rendement photoélectrique.

b) Considérations sur l'effet de volume

Dans l'effet photoélectrique de volume on considère que l'électron subit l'action de la lumière et aussi l'action du champ électrique du réseau cristallin. Dans cet effet, il faut considérer :

- l'absorption de la lumière incidente en fonction de la profondeur de l'émission,
- la probabilité que le photoélectron a d'atteindre la surface et de traverser la barrière de potentiel.

L'effet de volume a été étudié par plusieurs auteurs [4, 5]. Nous nous bornerons à indiquer seulement certains résultats trouvés par MAYER [6] qui sont très importants. MAYER a montré que l'effet de volume est toujours prépondérant. Il a étudié la variation de l'émission photoélectrique d'une couche de K sur un support de quartz en fonction de l'épaisseur, figure 8, pour différentes longueurs d'ondes. On constate que l'effet photoélectrique augmente jusqu'à une épaisseur de 200 couches monoatomiques.

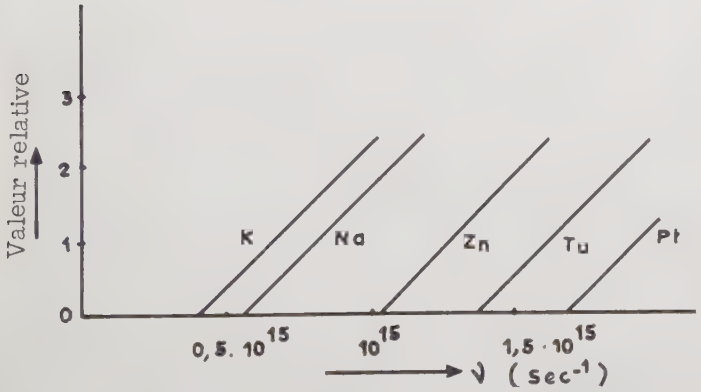

Figure 7 : Variation de l'énergie cinétique de l'électron en fonction de fréquence de la lumière incidente.

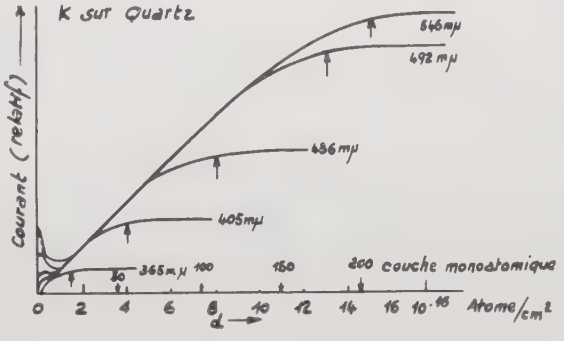

Figure 8 : Variation de l'émission photoélectrique en fonction de l'épaisseur de la couche de potassium.

Par exemple pour $\lambda = 4050$ Å, l'émission photoélectrique arrive à son maximum pour une épaisseur de 50 couches monoatomiques. Par cette expérience MAYER a déterminé une limite supérieure pour le libre parcours moyen des photoélectrons, pour chaque longueur d'onde.

D'après ces résultats, il semble que lorsque la longueur d'onde augmente, le libre parcours moyen augmente aussi. Dans une autre expérience, MAYER a étudié la répartition spectrale et aussi l'absorption optique d'une couche de potassium en fonction de l'énergie des photons incidents, l'angle

2

d'incidence étant de 45° et pour deux états de polarisation de la lumière $E_{//}$ et $E_{\perp}$. On conclut que la répartition spectrale et que la courbe d'absorption optique ont la même forme et en particulier la position des maxima des deux courbes a lieu pour la même longueur d'onde. Cela nous conduit à admettre un effet de volume pour l'effet photoélectrique. Figure 9.

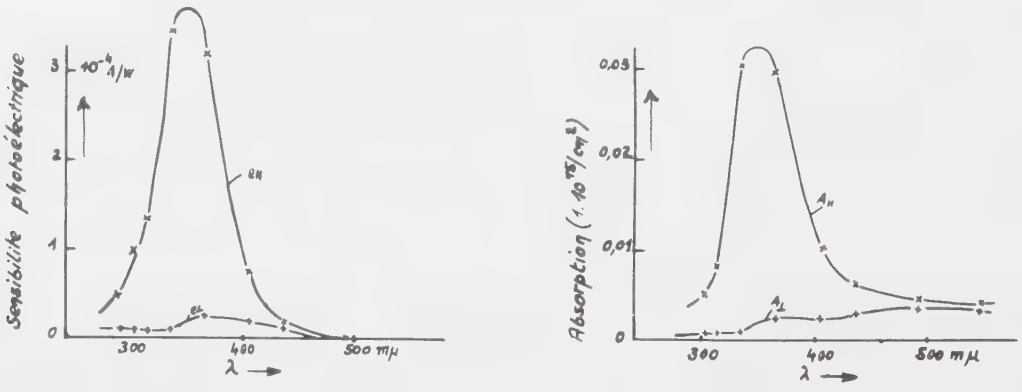

Figure 9 : Sensibilité photoélectrique et absorption optique du potassium en fonction de la longueur d'onde.

I.3 - ETUDE PHOTOELECTRIQUE DES COUCHES SEMI-CONDUCTRICES

Les couches photoélectriques de rendement quantique élevé couramment utilisées dans la fabrication de photomultiplicateurs pour les compteurs à scintillations sont de trois types :

1/ Les couches d'antimoniure de césium Cs_3Sb

2/ Les couches trialcalines $SbNa_2K$ [Cs]

3/ Les couches bialcalines $SbNa_2K$

Nous parlerons des couches $SbCs_3$ en détail et plus succinctement des deux autres.

I.3.1 - Formation et caractéristiques des couches utilisées

La couche de Cs_3Sb a été découverte par GORLICH [7] en 1936. Le procédé usuel pour sa formation consiste à évaporer du Cs sur une couche mince de Sb à une température de 150°C et à poursuivre l'opération jusqu'à l'obtention d'une sensibilité maximum.

Pour la sensibilité maximum on constate que pour chaque atome de Sb on a trois atomes de Cs [8], c'est-à-dire un composé stoechiométrique de $SbCs_3$. Normalement, à la fin de la formation de la couche, on ajoute un excès de Cs. L'épaisseur de ces couches varie entre 100 et 500 Å. Le $SbCs_3$ a un facteur d'absorption élevé et un faible pouvoir réflecteur, donc il présente une forte sensibilité spectrale, figure 10. Son seuil photoélectrique est situé entre 1,8 et 2,05 eV.

Le processus de formation de la couche $SbNa_2K$ est semblable. La difficulté intervient pour préciser le rapport optimum des quantités de K et Na nécessaires pour obtenir une sensibilité maximum. Les analyses chimiques et la diffraction des rayons X montrent qu'on trouve toujours deux atomes de Na pour un atome de K.

En ajoutant un excès de Cs à ce composé bialcalin la sensibilité augmente et on arrive à une couche trialcaline $SbNa_2K$ [Cs]. La proportion de Cs est très faible et le spectre de diffraction des rayons X pour cette couche est très proche de celui du composé bialcalin. En effet Cs, qui est en couche monoatomique déposée à la surface du composé bialcalin, diminue le travail de sortie et par suite, augmente la sensibilité. Les couches trialcalines ont une sensibilité spectrale plus élevée et un seuil photoélectrique de plus grande longueur d'onde que les couches $SbCs_3$. On a également un courant d'obscurité 10 fois plus petit [9].

Le tableau II donne certaines caractéristiques de ces couches.

L'adsorption de l'oxygène change la sensibilité de $SbCs_3$. SOMMER [13] a proposé une réaction chimique

$$2\ SbCs_3 + \frac{3}{2}\ O_2 \longrightarrow 2\ Sb + 3\ Cs_2O$$

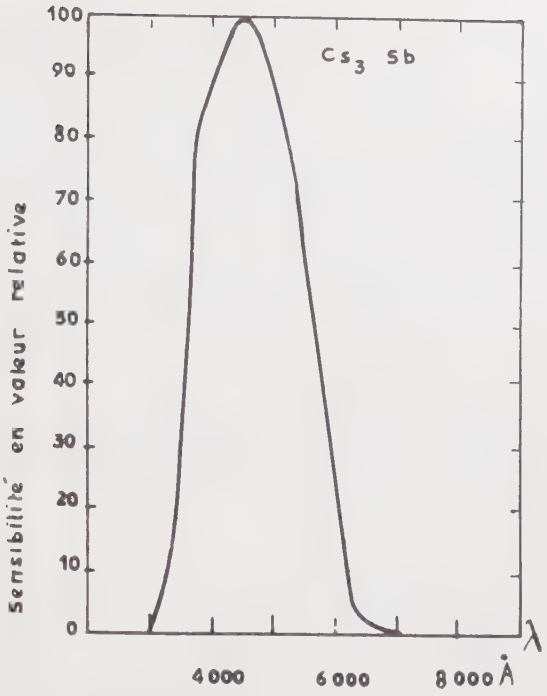

Figure 10 : Courbe de sensibilité spectrale relative d'une couche d'antimoniure de Cesium (Cs_3Sb).

TABLEAU II

Matière	λ_m (Å)	Rendement quantique	λ pour $\sigma = \frac{\sigma_m}{100}$	Courant d'obscurité à 20°C
$SbCs_3$	4 500	20 %	6 200	10^{-15} A/cm
$SbNa_2K$	3 700	25 %	6 500	10^{-16} A/cm
$SbNa_2K(Cs)$	4 000	35 %	8 500	10^{-16} A/cm

Par conséquent l'état d'homogénéité et les propriétés de la photocathode ne restent pas constantes.

L'existence de Sb libre diminue la résistance de la couche et son rendement quantique. Mais d'autre part le composé Cs_2O diminue le travail d'extraction de la couche et augmente sa sensibilité vers les grandes longueurs d'onde. Donc des proportions différentes d'oxygène adsorbé entraînent des sensibilités différentes et dans un cas on obtient une valeur optimale donnant la sensibilité maximale. L'abaissement du seuil consécutif à une oxydation superficielle de $SbCs_3$ peut être dû à la formation en surface de couches dipolaires qui diminuent l'affinité électronique (E_A) [13].

Remarque

BORZYAK [10], SAKATA [11] et SOMMER [12] ont étudié que Cs_3Sb présente une conduction de type P et en ajoutant un excès de Cs il devient du type n. BURTON [14] a supposé la présence d'un niveau accepteur à environ 0,55 eV au-dessus de la bande de valence. Pour les couches $SbCs_3$ et multialcalines on peut dire en résumé :

$$\underset{\text{(type P)}}{SbCs} + \text{excès du } \underset{\text{(donneur)}}{Cs} \longrightarrow \text{(type n) et conductibilité décroît}$$

$$\underset{\text{(type P)}}{SbCs} + \text{excès du } \underset{\text{(accepteur)}}{Sb} \longrightarrow \text{(type P) conductibilité croît}$$

$$\underset{\text{(type P)}}{\text{Multialcalin}} + \text{excès alcalin} \longrightarrow \text{(type n) conductibilité décroît}$$

I.3.2 - Effet de surface - Effet de volume

Dans un effet de surface jusqu'à environ 10 % de la lumière incidente peut être absorbée. Comme le rendement quantique de certaines couches est supérieur à 10 %, seul un effet de volume peut expliquer pour ces couches un rendement photoélectrique aussi élevé.

L'étude de la sensibilité spectrale de la photoémission en fonction de l'épaisseur des couches, l'étude de la corrélation entre la distribution de l'énergie photoélectrique avec la structure des bandes d'énergie, et enfin l'étude de la corrélation entre les courbures des bandes et le rendement quantique spectral nous conduisent à bien confirmer un effet de volume pour les couches semi-conductrices.

BURTON [14] a étudié la variation de rendement du $SbCs_3$ en fonction de l'épaisseur de la couche et a conclu qu'il avait les propriétés d'un semi-conducteur intrinsèque. Il a trouvé que la profondeur maximum pour l'émission photoélectrique était égale à 250 Å.

Tous ces résultats confirment un effet photoélectrique de volume pour ces matériaux.

I.3.3 - Modèles des bandes de $SbCs_3$ - Courbure des bandes

En application des principes généraux énoncés dans ce chapitre, en ce qui concerne les niveaux d'énergie, différents modèles de bandes ont été proposés pour $Cs_3.Sb$. La figure 11 représente le modèle proposé par BURTON [14].

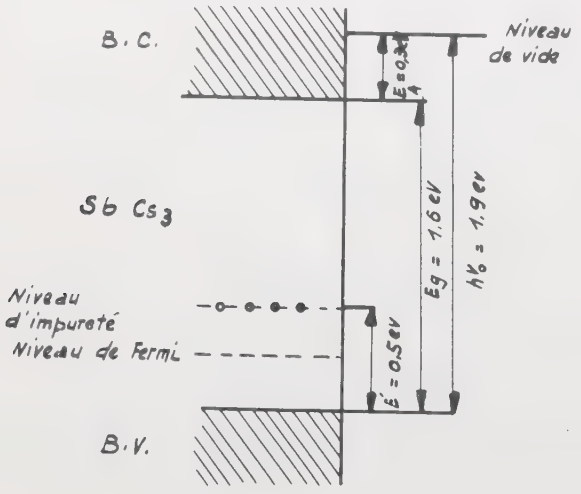

Figure 11 : Modèles de bandes d'énergie d'après BURTON.

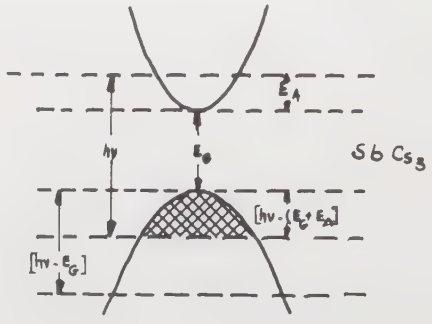

Figure 12 : Modèles de bandes d'énergie d'après APKER.

Le seuil photoélectrique est égal à l'écart entre la bande de valence et le niveau du vide, soit

$$E_g + E_A \approx 1,9 \text{ eV}$$

La largeur de la bande interdite était $E_g = 1,6$ eV. La présence d'un niveau accepteur $E' = 0,5$ eV est déterminée par les mesures de conductibilité. Par conséquent le travail d'extraction est :

$$E_g + E_A - \frac{E'}{2} = 1,65 \text{ eV}$$

APKER et ses collaborateurs [15] ont donné un schéma (figure 12) où les bandes sont supposées avoir une forme parabolique. L'affinité électronique est représentée par l'écart entre le bas de la bande de conduction et le niveau du vide. Le seuil photoélectrique est égal à $E_g + E_A$.

Depuis qu'on a établi que l'origine des photoélectrons est la bande de valence (effet de volume), on détermine les propriétés des couches photoémissives d'après les propriétés des semi-conducteurs intrinsèques. Les atomes des impuretés influencent les bandes électroniques des supports ; et comme au voisinage de la surface du solide les perturbations sont maximales, donc on peut considérer une

courbure des bandes, c'est-à-dire une déformation des bandes d'énergie au voisinage de la surface. Par exemple, pour une densité d'impuretés près de la surface égale à $10^{20}/cm^3$ on estime une courbure qui s'étend à 10 Å, et pour la densité de $10^{18}/cm^3$ à 100 Å.

Les mesures d'affinité électronique nous donnent des valeurs plus grandes pour les types n que pour les types P ; cela est une autre raison pour mettre en évidence les bandes courbées. La figure 13 donne le schéma des bandes courbées d'après SPICER [16]. En effet, si les impuretés superficielles et la matière du support ont le même type de conductivité, on n'a pas de courbure de bande. Mais quand la nature du support est de type P et l'impureté de type n, au voisinage de la surface la couche change de type : comme l'affinité électronique (E_A) diminue, la courbure de bande tend vers un état de photoémission favorable. Dans le cas contraire, quand l'impureté est de type P et le support de type n, la courbure de bande est telle que la valeur de E_A augmente, on a un cas défavorable pour l'émission photoélectrique.

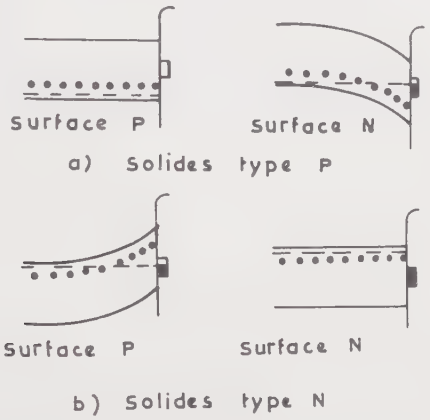

Figure 13 : Modèles de bandes courbées.

I.3.4 - Rendement quantique

a) Coefficient d'absorption

La mesure de l'épaisseur des couches minces est difficile et peu précise ; par conséquent, les valeurs trouvées pour α ne sont pas bien définies et elles varient entre 10^4 à 10^5 cm^{-1}. WALLIS [17] et ECHART [18] ont établi une formule théorique donnant la valeur de :

$$\alpha = C\ (h\nu - E_g)^{3/2}$$

avec E_g égal à 1,6 et 1,7 eV. MEESSEN [19] a donné une autre formule :

$$\alpha = 1,1 \times 10^6\ \frac{(h\nu - 1,6)^{3/2}}{h\nu}$$

Ces formules sont en accord avec les résultats expérimentaux. La figure 14 présente les résultats trouvés par certains auteurs [20].

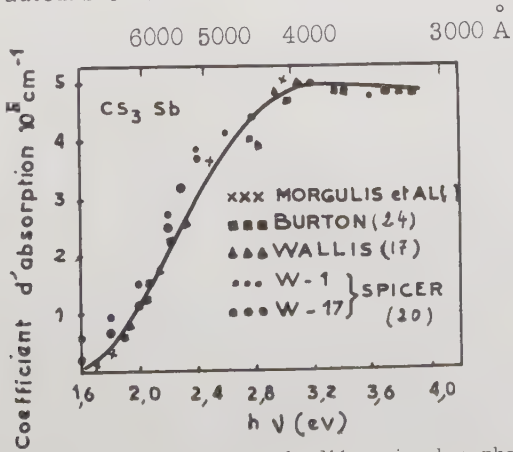

Figure 14 : Coefficient d'absorption optique en fonction de l'énergie des photons incidents pour le Cs_3Sb.

b) Calcul de la formule de rendement quantique

D'après SPICER [20] les transitions optiques sont divisées en deux groupes :

1/ Les transitions pour lesquelles les électrons excités sont situés au-dessus du niveau de vide : le coefficient d'absorption de la lumière correspondant à cette transition est α_p (figure 15),

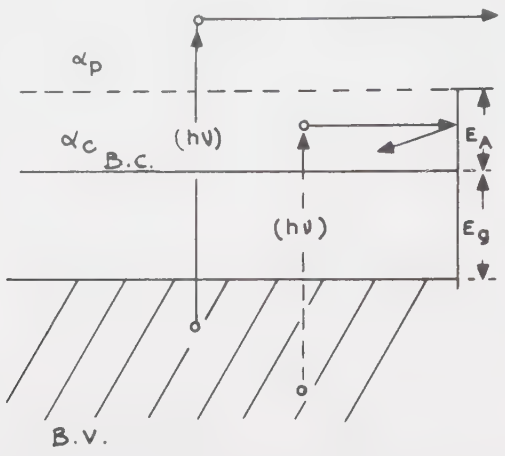

Figure 15 : Diagramme des bandes d'énergie - photoexcitation.

2/ Les transitions pour lesquelles les électrons excités sont situés au-dessous du niveau du vide : le coefficient d'absorption dans ce cas est α_c.

Le coefficient total est :

$$\alpha_t = \alpha_p + \alpha_c.$$

Par conséquent, la photoémission est possible seulement si la transition est du premier type.

On a :

$$I\ (x,\ h) = I_o\ (x,\ h\nu)\ .\ \exp\ [-\ \alpha_t\ (h\nu)\ .\ x]$$

où I_o est l'intensité de la lumière incidente, et I (x, hν) est l'intensité de la lumière à la profondeur x du solide.

Mettons :

$$P\ (x,\ h\nu) = B\ (h\nu)\ .\ \exp\ [-\ \beta\ (h\nu)\ x]$$

où P est la probabilité de transition du photoélectron, B et β sont deux fonctions de hν.

Le nombre de photoélectrons émis est :

$$i\ (x,\ h\nu) = \int_{x=0}^{\infty} \alpha_p\ (h\nu)\ .\ I\ (x,\ h\nu)\ .\ P\ (x,\ h\nu)\ .\ dx$$

Après intégration, on obtient :

$$i\ (x,\ h\nu) = \frac{\alpha_p\ (h\nu)\ .\ I_o\ (x,\ h\nu)}{\alpha_t\ (h\nu)\ +\ \beta\ (h\nu)}\ .\ B\ (h\nu)$$

d'où on trouve pour le rendement quantique [16]

$$Y\ (h\nu) = \frac{\alpha_p\ (h\nu)}{\alpha_t\ (h\nu) + \beta\ (h\nu)}\ .\ B\ (h\nu) \qquad (1)$$

En général la variation de B en fonction de hν est très lente, et on peut admettre que B (hν) est presque constant et égal à $\frac{1}{2}$ environ (d'après le calcul).

Au voisinage du seuil, le rendement est proportionnel à p (pour les couches utilisées), mais dans cette région d'après WALLIS, on a :

$$\alpha = C\ (h\nu - E_g)^{3/2}$$

donc la formule, d'après SPICER, devient :

$$Y = \frac{(h\nu - E_o)^{3/2}}{(h\nu - E_o)^{3/2} + \gamma} \qquad (2)$$

où

$$\gamma = \frac{\alpha_c (h\nu) + \beta\ (h\nu)}{C}$$

La figure 16 présente les résultats expérimentaux et théoriques d'après SPICER pour $SbCs_3$ et $SbNa_2K$. Le seuil de $SbCs_3$ est 2,05 eV et celui de $SbNa_2K$ est 2,1 eV. La divergence entre les résultats expérimentaux par rapport à la courbe théorique, dans la région des grandes longueurs d'onde, peut être dû à l'effet des impuretés.

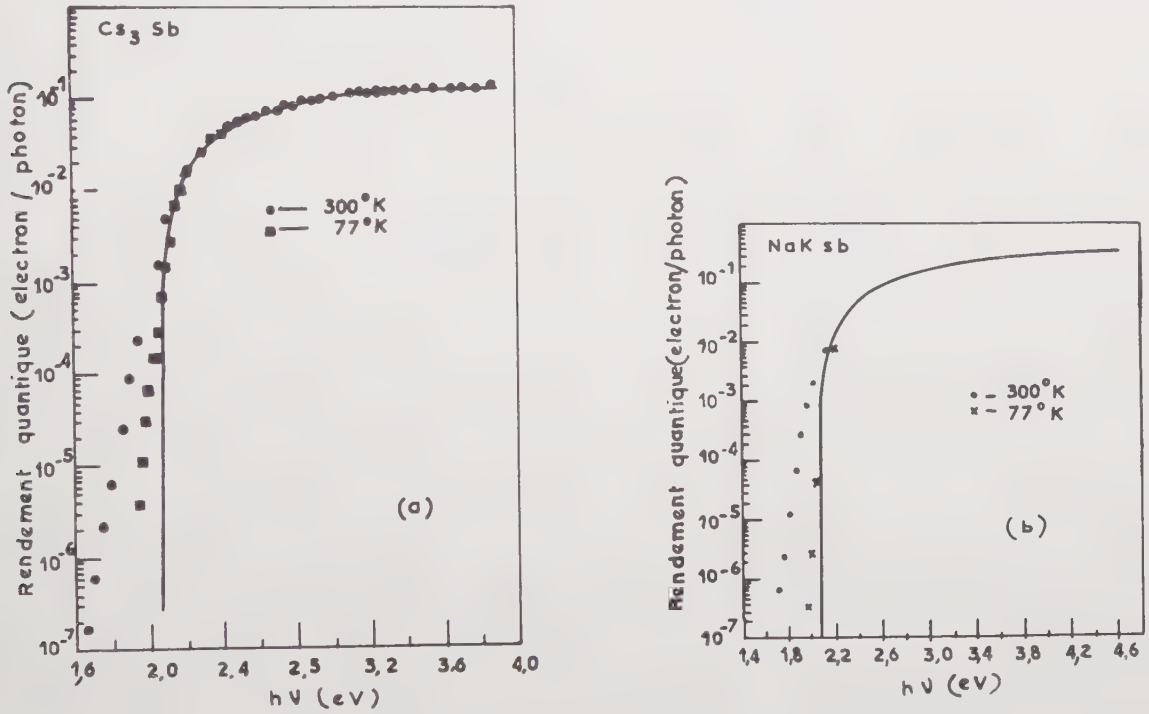

Figure 16 : Rendement quantique des couches Cs_3Sb et Na_2KSb.

APKER et ses collaborateurs [21] d'après leur modèle de bande déjà indiqué, ont établi une formule pour le courant photoélectrique :

Soit ε l'énergie de l'électron dans le solide.

La probabilité pour qu'un quantum incident puisse éjecter un électron avec une énergie cinétique E (dans la bande dE) est :

$$N(\nu, E)\ dE = P(\nu, \varepsilon)\ .\ f(\varepsilon)\ .\ n(\varepsilon)\ d\varepsilon$$

où $N(\nu, E)$: fonction de distribution de l'énergie

$f(\varepsilon)$: fonction de FERMI

$n(\varepsilon)$: densité des états

et $E = \varepsilon + h\nu - (\mu + \Phi)$

APKER a supposé

$$P(\nu, \varepsilon) = S(\varepsilon, \varepsilon) \cdot t(\varepsilon + h\nu)$$

où S : la probabilité pour qu'un électron puisse arriver de l'état énergétique ε à l'état $\varepsilon + h\nu$,

t : la probabilité pour qu'un électron de l'état $\varepsilon + h\nu$ puisse franchir la barrière de potentiel.

Après deux approximations le calcul donne pour le courant photoélectrique d'un semi-conducteur

$$i(\nu) \sim q(\nu)(h\nu - h\nu_o)^{m+2}$$

la valeur de m peut être de $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, 2.

L'accord de cette formule avec les résultats observés pour le rendement quantique est satisfaisant.

APKER et ses collaborateurs [22] ont étudié également la courbe de rendement quantique de $SbCs_3$, figure 17. Pour Y = 0,20, la courbe présente un plateau (entre 4 et 6 eV). Les couches $SbCs_3$ et $SbNa_2K$ ont un rendement qui reste presque indépendant de la longueur d'onde dans la région bleue.

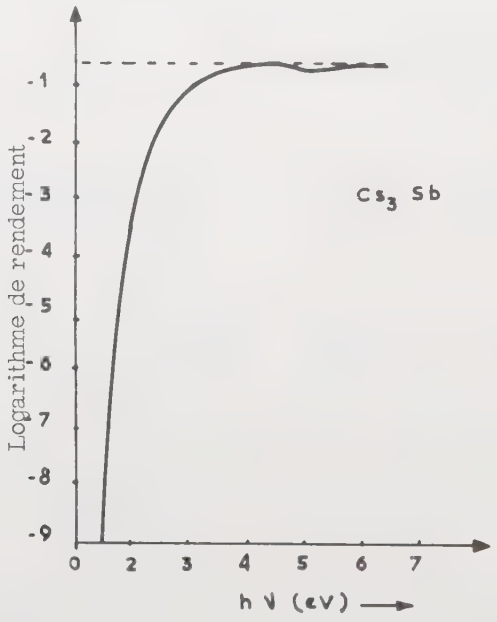

Figure 17 : Variation du logarithme du rendement quantique spectral avec l'énergie des photons incidents.

MIYAZAWA [23] a établi pour le rendement quantique de $SbCs_3$ à la suite de ses mesures sur le coefficient d'absorption la formule

$$Y = \frac{1}{h\nu}(h\nu - h\nu_o)^{5/2}$$

BURTON [24] a trouvé que les courbes de réponse spectrale de Cs_3Sb correspondaient à leur courbe d'absorption, figure 18. On constate un bon parallélisme entre elles.

La valeur du rendement quantique de $SbCs_3$ atteint 20 % et pour les photocathodes semi-transparentes sur support réfléchissant on arrive à environ 40 %.

En effet, $E_g + E_A$ représente la valeur approximative du seuil photoélectrique. Les grandes sensibilités appartiennent aux corps qui présentent la plus petite valeur de $E_g + E_A$ et $\frac{E_A}{E_g}$.

La figure 19 représente une comparaison entre les courbes de sensibilité spectrale de trois couches de types différents.

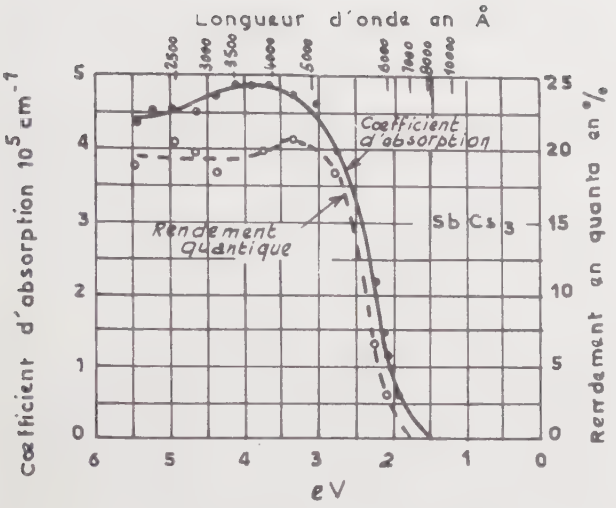

Figure 18 : Courbes de rendement quantique et d'absorption optique en fonction de l'énergie des photons incidents pour Cs_3Sb (BURTON).

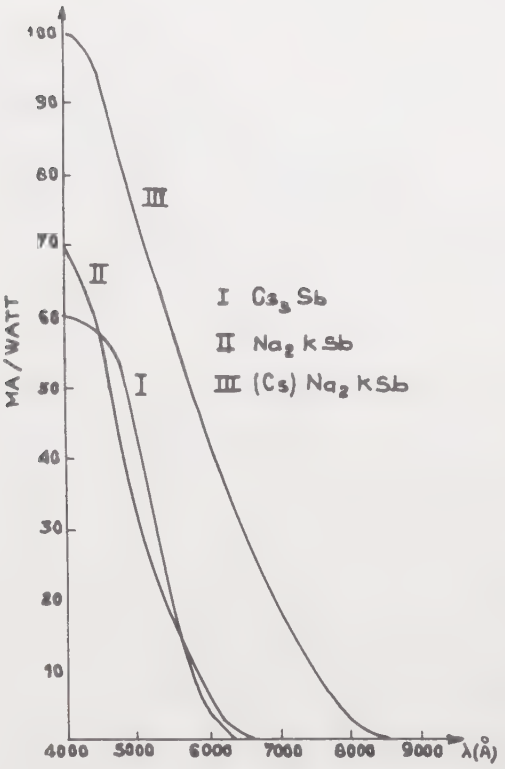

Figure 19 : Courbe de sensibilité spectrale pour trois couches photosensibles différentes.

I.3.5 - Discussion

D'après la formule (1) trouvé par SPICER, les paramètres principaux du rendement quantique sont α_t, α_p et β. Notre discussion s'applique seulement aux matériaux dont l'électron est excité au niveau de la bande de valence ; pour ces couches α_t varie entre 3.10^5 et $10^6 cm^{-1}$, mais α_p et β varient beaucoup d'un corps à l'autre. En effet, si le seuil de production des paires électron-trou est plus petit que l'affinité électronique : $E_g \leq E_A$ on peut admettre que la profondeur d'émission $\frac{1}{\beta}$ est de l'ordre du libre parcours moyen de production de paires, environ 30 Å [16]. Comme β est grand dans la formule (1) le dénominateur est également grand. Si la variation de B ($h\nu$) est négligeable, on peut donc admettre que le rendement Y est proportionnel à α_p. Dans ce cas, la sensibilité photoélectrique est faible ; le germanium et le tellure appartiennent à cette catégorie [15].

Au contraire si $E_A < E_g$ c'est-à-dire si l'affinité électronique est suffisamment faible par rapport au seuil de production électron-trou, les photoélectrons ont une grande probabilité de franchir la barrière de potentiel.

La profondeur de l'émission est de l'ordre de 300 Å et $\beta \approx 3.10^5$ cm^{-1}, valeur qui est comparable avec α_t. D'après BURTON [14], APKER [15], SPICER [16], la couche Cs_3Sb est dans cette catégorie. Au voisinage du seuil α_p est très petit mais croît rapidement avec l'énergie du photon, plus vite que α, et β. Par conséquent, en première approximation, Y est proportionnel à α_p. Mais en dehors de cette région quand l'énergie du photon croît, α_p croît lentement, il est comparable à $\alpha_t + \beta$ donc Y n'est plus parfaitement proportionnel à α_p.

Les couches $SbCs_3$ présentent une sensibilité élevée dans l'ultra-violet (10 eV), leur rendement étant limité par la transparence de la fenêtre.

Le tableau III représente certaines caractéristiques importantes des photocathodes utilisées :

TABLEAU III

Matière	Structure de cristal	Conductivité	E_g (eV)	E_A (eV)	Rendement maximum
$SbCs_3$	cubique	P	1,6	0,45	25 %
$SbNa_2K$	"	P	1,0	1,0	30 %
$SbNa_2K(Cs)$	"	P	1,0	0,55	40 %

CHAPITRE II

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR L'EFFET PHOTOÉLECTRIQUE

II.1 - CAS DES METAUX

Nous avons vu que le niveau de Fermi des métaux est situé dans une bande permise (bande de conduction). En élevant la température, les électrons peuvent dépasser le niveau de Fermi ; le seuil photoélectrique λ_o se déplace alors vers les grandes longueurs d'ondes et la sensibilité augmente au voisinage du seuil.

FOWLER dans la formule :

$$I = B\ T^2\ \varphi\ (x)$$

a supposé que B, Φ_o sont indépendants de la température. Dans ce cas la variation du courant photoélectrique en fonction de T dépend aussi de la fréquence ν de la lumière incidente. En effet, au voisinage du seuil on a :

$$x = 0 \qquad \text{et} \qquad \varphi\ (x) = \frac{\pi^2}{12}$$

par suite

$$I = B\ T^2\ .\ \frac{\pi^2}{12}$$

On constate que I varie directement avec T^2, c'est-à-dire qu'au voisinage du seuil, quand T croit, le courant photoélectrique croît aussi.

La figure 20 présente les résultats trouvés par DUBRIDGE [25] pour le palladium au voisinage du seuil ($\lambda_o \approx 2\,490$ Å).

Au fur et à mesure qu'on se rapproche du seuil, l'augmentation du courant avec la température est plus rapide.

En effet, d'après les courbes de sensibilité spectrale, indiquées plus haut, on constate que celles-ci présentent du côté des grandes longueurs d'onde une partie asymptotique qui, lorsque la température augmente, se relève et s'allonge. Dans cette région les mesures de courant sont limitées par la sensibilité des appareils de mesure.

Dans le cas où $\nu \gg \nu_o$ la formule de FOWLER ne donne pas une variation appréciable pour l'émission photoélectrique en fonction de la température.

II.1.1 - Variation du travail d'extraction avec la température

D'après la formule :

$$\Phi = W - \mu$$

on a

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{dW}{dt} - \frac{d\mu}{dt} \qquad (1)$$

donc la variation du travail d'extraction en fonction de la température dépend de la variation de W et μ :

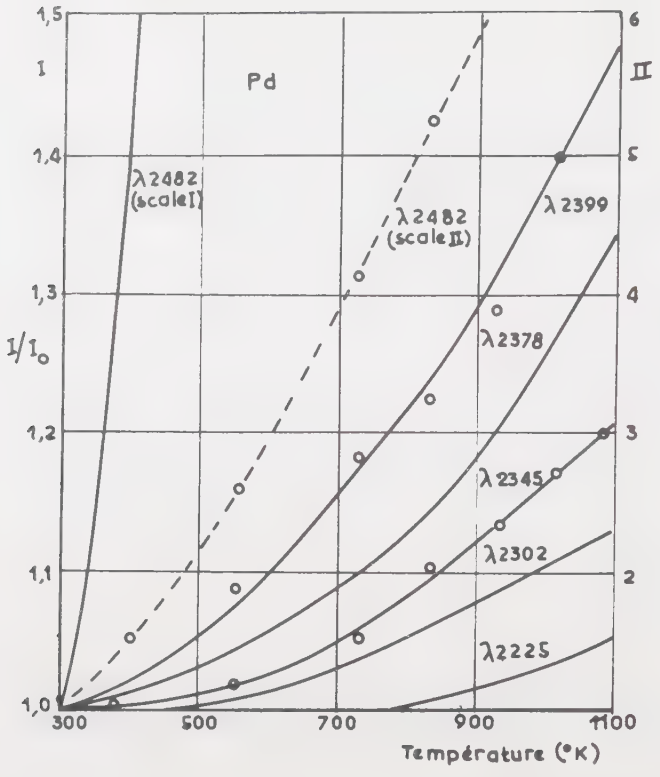

Figure 20 : Variation relative du courant photoélectrique avec la température pour diverses longueurs d'ondes pour le Pd.

on a

$$\mu = \frac{h^2}{2\ m} \left(\frac{3\ n}{8\ \pi}\right)^{2/3}$$

où n est le nombre d'électrons libres par unité de volume.

D'après les calculs [26] et [27] en première approximation, on arrive à :

$$\frac{1}{\mu_o} \frac{d\mu}{dt} = - \frac{2}{3} \beta$$

Par conséquent $\frac{1}{\mu_o} \frac{d\mu}{dt}$ est normalement de l'ordre de $- 3 \times 10^{-5}$ eV/degré : pour une variation de 1 000°K, le travail d'extraction change environ de 3 % (valeur très faible).

Pour $\frac{dW}{dt}$, d'après plusieurs théories on a trouvé :

$$\frac{1}{W} \frac{dW}{dt} = - \frac{1}{3} \beta$$

en remplaçant les valeurs correspondantes dans l'équation (1), on arrive à

$$\frac{d\Phi}{dt} = (2\ \mu_o - W_o) \frac{\beta}{3}$$

et comme

$$\Phi_o = W_o - \mu_o$$

donc le coefficient de température du travail d'extraction est :

$$\delta = \frac{1}{\Phi_o}\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\beta}{3} \cdot \frac{2\,\mu_o - W_o}{W_o - \mu_o}$$

δ dépend de β, W_o et μ_o et pour $\frac{W_o}{\mu_o} > \frac{3}{2}$ la valeur de δ est négative.

Le tableau IV présente les valeurs de δ d'après certains auteurs.

TABLEAU IV

Auteurs	Métal	$h\nu_o$	de T_1 °K	à T_2 °K	$\delta\left(\frac{eV}{deg}\right)$ moyen	A amp/cm²
MORRIS [30]	Au	4,84	293	1 013	$5,7.10^{-5}$	62
WINCH [31]	Ag	4,75	293	873	$4,1.10^{-5}$	74
CARDWELL [29]	Ta	4,12	293	973	$10,1.10^{-5}$	37,5
DUBRIDGE [27]	Pd	4,97	305	830	$6 .10^{-5}$	60
CASHMAN [32]	Ba	2,51	295	397	$5,4.10^{-5}$	64

Remarque

Il faut savoir qu'il y a une corrélation entre les travaux d'extraction photoélectrique Φ_o et thermoionique Φ'_o.

D'après les expériences de FOWLER et DUBRIDGE on peut admettre que $\Phi_o \approx \Phi'_o$. Le tableau V présente certains résultats trouvés. La différence entre les valeurs correspondantes est de l'ordre des erreurs d'expérience.

En effet, la variation du coefficient A de la formule de RICHARDSON est :

$$A' = A\,(1 - r)\,e^{-\frac{\delta'}{k}}$$

où

r = coefficient de réflexion moyen,

δ' = coefficient de température du travail d'extraction thermoionique.

Les résultats trouvés par BECKER et BRATTIN [28] montrent que r est très faible et que sa valeur pour des métaux purs varie de 0,07 à 0,1. Dans un cas particulier (transmission totale) r = 0 et

$$A' = A\,e^{-\frac{\delta'}{k}}$$

En tenant compte de la corrélation indiquée ci-dessus on a $\delta = \delta'$ et de cette manière on peut mesurer δ, coefficient de température du travail d'extraction photoélectrique.

TABLEAU V

Auteurs	Métal	T°K	Φ (eV)	Φ' (eV)
FOWLER [3]	Au	296	4,86	4,86
		733	4,92	4,89
		1 013	4,92	4,92
DUBRIDGE [25]	Pd	305	4,96	4,96
		730	4,97	4,98
		1 008	4,96	5,002
DUBRIDGE et ROEHR [25]	Mo	303	4,14	4,14
		940	4,16	4,18

II.1.2 - Coefficient de température du courant photoélectrique (α)

Par définition

$$\alpha = \frac{1}{i} \frac{di}{dt}$$

Les expériences réalisés par plusieurs auteurs montrent que pour les métaux α est positif près du seuil photoélectrique et devient négatif pour les petites longueurs d'onde du spectre.

La figure 21, d'après CASHMAN [32] présente ces résultats pour le baryum.

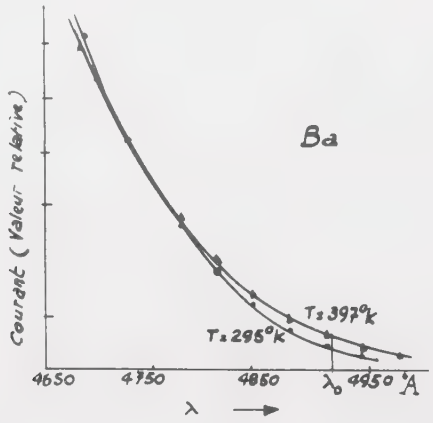

Figure 21 : Variation du courant photoélectrique en fonction de la longueur d'onde pour deux températures pour le Baryum.

En partant de la formule :

$$i = B\, T^2\, \varphi\,(x)$$

on a :

$$\alpha = \frac{2}{T} + \frac{dx}{dt} \frac{\varphi'(x)}{\varphi\,(x)}$$

mais comme

$$x = \frac{h\nu - h\nu_o}{KT}$$

on arrive à

$$\alpha T = 2 - x \frac{\varphi'\,(x)}{\varphi\,(x)}$$

Supposons que la variation de Φ en fonction de la température soit en première approximation linéaire :

$$\Phi = \Phi_o + T \qquad \text{et} \qquad \delta = \frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dt}$$

Dans ce cas MEESSEN [26] a trouvé

$$\alpha T = 2 - x_o \frac{\varphi'}{\varphi} \frac{(x_o - \gamma)}{(x_o - \gamma)}$$

où

$$\gamma = \frac{\delta}{K} \qquad (K : C^{te} \text{ de Boltzmann})$$

et

$$x_o = x + \gamma$$

La figure 22 représente le réseau des courbes correspondantes.

Pour les valeurs positives de γ le coefficient peut prendre des valeurs positives et négatives. En d'autres termes, pour les grandes valeurs de x_0 (ou de fréquence) α est négatif et pour les petites valeurs de x_0 (ou de fréquence) α est positif.

La figure 23 montre les résultats de quelques auteurs. L'accord pour ces métaux est satisfaisant.

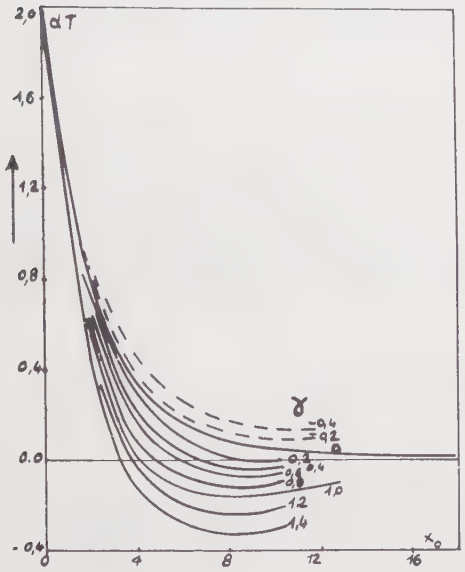

Figure 22 : Variation de αT en fonction de x_0 pour différentes valeurs de γ (MEESSEN).

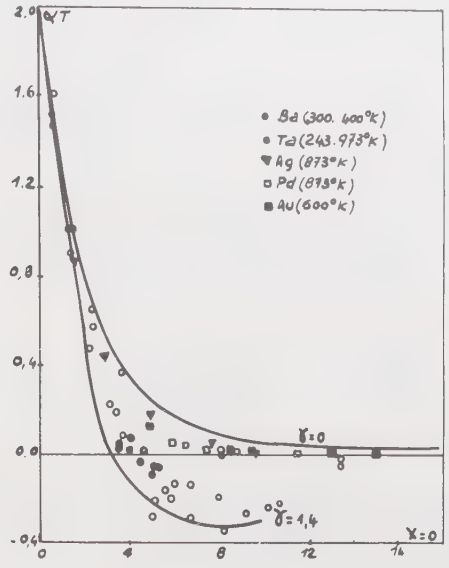

Figure 23 : Variation de T en fonction de x relevée. expérimentalement pour différents métaux (MEESSEN).

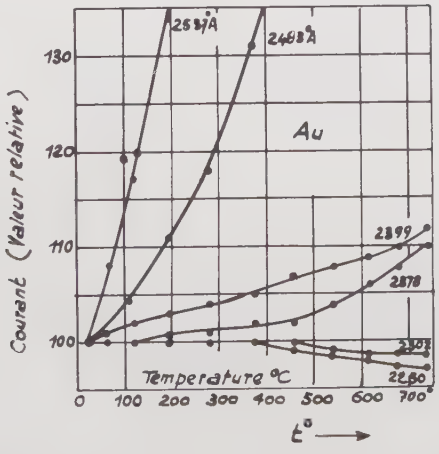

Figure 24 : Variation relative, pour l'or, du courant photoélectrique en fonction de la température pour différentes longueurs d'ondes.

La figure 24 représente les variations de sensibilité photoélectrique de l'or en fonction de la température [30]. On constate que pour les petites longueurs d'onde loin du seuil (λ_0 = 2 560 A), la sensibilité décroit quand la température croît.

II.2 - CAS DES SEMI-CONDUCTEURS

L'élévation de température peut modifier la répartition des électrons dans la solide ; en particulier dans les bandes de valence et de conduction. L'influence de la température peut être caractérisée par le déplacement du niveau de Fermi. Cet effet est assez bien décrit par la théorie. On doit également tenir compte de l'effet de température sur la largeur de la bande interdite E_g.

Le parcours des électrons dont l'énergie n'est que de quelques eV, dépend lui aussi de la température. Cette influence pouvant être abordée théoriquement par la variation du libre parcours moyen des électrons.

De nombreux renseignements ont été obtenus pour certains semi-conducteurs utilisés pour la réalisation des détecteurs semi-conducteurs.

Cependant, d'autres effets doivent être pris en compte : l'influence de la température sur l'affinité électronique et surtout, comme les photocathodes sont composites, l'influence de la température sur la composition de la couche : dégazage ou, éventuellement, diffusion d'une impureté dans la couche, qui peuvent entraîner une modification des niveaux d'énergie au voisinage de la surface. Théoriquement cet effet peut être attribué à l'influence de la température sur la courbure des bandes d'énergie au voisinage de la surface.

II.2.1 - Influence de la température sur le niveau de Fermi

a) Dans un semi-conducteur suffisamment pur (intrinsèque idéal), le niveau de Fermi à 0°K est au milieu de la bande interdite $\left(\frac{E_g}{2}\right)$.

Dès que la température croît, les électrons, par agitation thermique, passent dans la B.C. Si, dans ce cas, la densité des états au fond de la B.C. est égale à celle du haut de la B.V., le niveau de Fermi reste à sa place. Dans le cas contraire, quand la température varie, le niveau de Fermi change de place (figure 25).

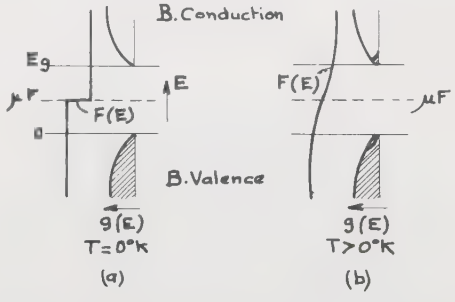

Figure 25 : Influence de la température sur le niveau de FERMI, (semi-conducteurs intrinsèques).

b) Supposons maintenant un semi-conducteur du type n, figure 25 (a), dont E_d est son niveau d'impureté. A 0°K il n'y a aucun état d'énergie au-dessus de E_d et le niveau de Fermi est

$$\mu = \frac{1}{2} (E_c + E_d)$$

Quand la température croît, les électrons passent du niveau d'impureté dans la B.C., ce qui peut entraîner un déplacement du niveau de Fermi. Dans ce cas DECKER [33] a calculé le niveau de Fermi en fonction de la température :

$$\mu_F = \frac{1}{2} (E_c + E_d) + \frac{1}{2} KT \log_e \left[\frac{4 N_d h^3}{8 \pi m_e KT)^{3/2}} \right]$$

où N_d = concentration des donneurs.

Dans le deuxième terme, le logarithme est toujours négatif, sauf pour les hautes valeurs de N_d.

Donc en conclusion : quand la température croît, le niveau de Fermi dans un semi-conducteur type n décroît. D'abord il descend au-dessous du niveau E_d, puis pour les hautes températures atteint le milieu de E_g, figure 26 (c).

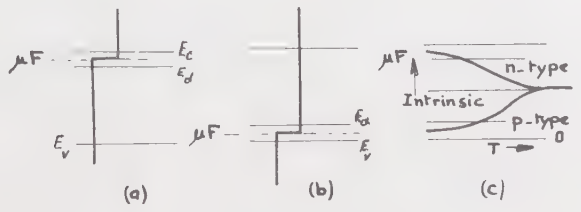

Figure 26 : Influence de la température sur le niveau de FERMI, (semi-conducteurs extrinsèques).

c) Dans un semi-conducteur de type P à 0°K le niveau de Fermi μ_F est du milieu de E_a et E_v (E_a = niveau accepteur). Dès que la température croît μ_F monte et pour les hautes températures arrive au milieu de E_g, figure 26 (b et c).

II.2.2 - Concentration des électrons excités

a) Dans un semi-conducteur intrinsèque pur le nombre d'électrons de la B.C. à la température T°K [1] est :

$$n_e = \int_{E_g}^{\infty} f(E) \cdot g(E) \cdot dE$$

dans le cas où $E - \mu_F \gg KT$ on arrive finalement à

$$n_e = 2\left[\frac{2\pi m_e KT}{h^2}\right]^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2KT}\right)$$

Dans le cas général on peut dire que n_e croît rapidement avec la température.

Dans le cas particulier où l'on néglige la variation de $T^{3/2}$ devant la variation de l'exponentielle, on conclut que $\log_e n_e$ est une fonction linéaire de $\frac{1}{T}$.

Pour la température T = 300°K, on a

$$n_e = 2,5.10^{19} \exp(-20\ E_g)$$

b) Dans un semi-conducteur donneur à niveau d'impureté E_d à basse température on peut négliger l'excitation du niveau accepteur de la B.V., dans ce cas la concentration est :

$$n_e = 2\left[\frac{2\pi m_e KT}{h^2}\right]^{3/2} \cdot \exp -\frac{\Delta E_d}{2KT}$$

où

$$\Delta E_d = E_c - E_d$$

On constate que les impuretés ont une grande influence sur le comportement en température des semi-conducteurs.

Pour une élévation de température pas trop grande (ΔE_d faible), elles peuvent entraîner une modification importante des propriétés de la couche : variation de la résistivité en particulier.

Au voisinage du seuil photoélectrique, l'effet des impuretés est très important. La figure 16 indique au cours du Chapitre I l'effet de température au voisinage du seuil sur le rendement quantique photoélectrique.

II.2.3 - Effet de la température sur la largeur de la bande interdite

La variation de la sensibilité au voisinage du seuil n'est pas du tout un effet de l'impureté. La largeur de la bande interdite dépend de la température, ce qui entraîne une variation de la sensibilité photoélectrique.

En effet, sur la courbe d'absorption optique (§ I.3.4) on constate dans la région de haute énergie une dépendance importante vis-à-vis de l'énergie du photon. Et dans la région de faible énergie incidente l'absorption décroît rapidement. L'effet de température sur le coefficient d'absorption est lié approximativement à la variation de E_g avec la température [34].

$$E'_g = E_{og} - CT$$

où $C = 10^{-4}$ eV/°K (variation faible).

D'après MIYAZAWA le rendement photoélectrique près du seuil est

$$Y \sim h\nu - h\nu_o \qquad \text{et comme} \qquad h\nu_o \approx E'_g$$

donc on a

$$h\nu_o = E_{og} - CT$$

quand la température croît le seuil se déplace vers les faibles énergies, et

$$Y \sim h\nu - (E_{og} - CT)$$

indique un rendement qui croît avec la température (coefficient de température posititif).

II.2.4 - Influence de la température sur le libre parcours moyen

a) Dans les semi-conducteurs les électrons excités à faible énergie peuvent intéragir de différentes manières :

1/ Interaction et diffusion avec la vibration thermique du réseau cristallin (phonons),

2/ Interaction avec les centres d'impuretés du réseau.

Pour $h\nu < 2\,E_g$, ces deux cas de diffusion sont possibles. Dans une diffusion par phonon, la perte d'énergie de l'électron est très faible et le libre parcours moyen est indépendant de l'énergie de l'électron. Mais dans une diffusion sur les centres d'impuretés (diffusion coulombienne), le libre parcours moyen croît avec l'augmentation de l'énergie.

3/ Interaction avec les autres électrons et production de paires électron-trou. Cette diffusion a lieu pour $h\nu > 3\,E_g$ [20]. Dans ce cas l'énergie de l'électron est suffisante et le libre parcours moyen change avec la variation de l'énergie.

b) Formule théorique

1/ Dans les semi-conducteurs à réseau atomique, le libre parcours moyen l ne dépend pas des vitesses des électrons, et il est inversement proportionnel à la température :

$$l \sim \frac{1}{m^2\ T}$$

et sa relation avec la mobilité μ est [35]

$$l = \frac{3\sqrt{2\ \pi\ m^*\ .\ KT}}{4\pi}\ .\ \mu$$

2/ Dans les semi-conducteurs à réseau ionique, d'après les travaux de DAVYDOV [36], aux basses températures

$$KT < h\ \nu_o$$

on a :

$$l \sim \frac{v}{m_e}\ .\ \exp\left(\frac{h\nu_o}{KT}\right)$$

et pour les hautes températures

$$KT > h\,\nu_o$$

on a :

$$l \sim \frac{v^2}{m_e\,T}$$

$h\,\nu_o$ = énergie des vibrations longitudinales optiques.

On conclut que dans tous les cas le libre parcours moyen est une fonction décroissante de la température.

3/ SPICER [39] a donné pour le libre parcours moyen de production de paires électron-trou la formule :

$$l\,(h\nu) = \frac{N\,(E,\ h\nu)}{\alpha\,(h\nu)\ .\ N_s\,(h\nu)} \quad \text{avec} \quad E > E_{seuil}$$

$N\,(E,\ h\nu)$ = nombre d'électrons dont l'énergie est suffisante pour la production d'une paire mais qui sont sortis du solide avant que ce phénomène ait lieu,

$N_s\,(h\,\nu)$ = nombre total d'électrons produisant des paires,

$\alpha\,(h\,\nu)$ = coefficient d'absorption optique.

En déterminant ces trois fonctions par l'expérience on peut mesurer $l\,(h\nu)$.

Les résultats pour la couche $SbNa_2K\ [Cs]_o$ sont représentés par la figure 27. On constate que pour $h\nu - h\nu_o = 0,2$ eV la valeur de $l \approx 120$ Å.

Les résultats trouvés pour $SbCs_3$ montrent que pour $h\nu - h\nu_o = 2$ eV on a

$$l = 15\ \text{Å}$$

c) Mesure de libre parcours moyen

1/ Dans le cas de certaines couches minces on augmente régulièrement l'épaisseur de la couche, et on mesure la sensibilité photoélectrique en fonction de cette épaisseur pour une longueur d'onde donnée. L'épaisseur correspondant à une sensibilité maximale, donne une limite supérieure du libre parcours moyen. Ceci peut être fait pour différentes longueurs d'onde et éventuellement en fonction de la température.

2/ L'étude de la mobilité électronique accompagne la mesure et l'étude du libre parcours moyen :

La conductibilité électrique est :

$$\varepsilon = n\,e\,\mu$$

n = concentration des électrons (élect./cm^3),

μ = mobilité des électrons – (cm^2/V.S.)

D'après les calculs de ZIMAN (1960) [40]

$$\varepsilon = \frac{n\,e^2\,l}{m_e\,.v} \quad \text{où} \quad v = \text{vitesses des électrons}$$

par conséquent on a :

$$l = \frac{m\,v}{e}\,\mu$$

Ayant la valeur de μ on peut étudier le libre parcours moyen.

Remarque

En pratique, on considère l_t dû aux vibrations thermiques et l_i correspondant à l'influence des défauts cristallins. Le nombre de collisions de l'électron par centimètre de parcours est égal à la somme du nombre de collisions de vibrations thermiques par centimètre plus le nombre des déviations dues au champ coulombien des ions par centimètre [35] :

$$\frac{1}{l} - \frac{1}{l_t} + \frac{1}{l_i}$$

l'expérience montre que log l est une fonction presque linéaire de $\frac{1}{T}$. L'allure de la courbe change avec la concentration de l'impureté.

A T = 300°K le libre parcours moyen varie de 10 à 200 Å et il croît en baissant la température de telle sorte qu'à la température de l'hydrogène liquide il arrive à quelques microns.

Dans les couches utilisées deux processus sont importants : diffusion par phonons et diffusion accompagnée de production d'électron-trou. Même aux faibles énergies de l'électron le premier processus est toujours probable (pas de seuil en énergie), le deuxième nécessite que l'énergie de l'électron soit suffisante ($h\nu \geqslant 3 E_g$), la perte d'énergie dans ce cas est E_g et le libre parcours moyen ne dépend pas de la température et change seulement avec l'énergie de l'électron.

Le tableau VI consigne certaines caractéristiques de ces deux importants processus [20] pour les couches utilisées.

TABLEAU VI

Type	Perte de l'énergie par collision	Seuil en énergie	Libre parcours moyen
Diffusion par réseau cristallin	0,005 eV (environ)	non	30 - 200 Å décroît quand T croît
Production de paires	E_g	3 E_g	10 - 20 Å sans effet de T

II.2.5 - Effet de la température sur la résistivité électrique des couches

La formule de conductivité nous donne :

$$\frac{1}{\rho} = \sigma = n\ e\ \mu_n + P\ e\ \mu_P$$

la variation ρ est liée à celles de n, P et μ qui dépendent de la température.

L'expérience montre que ρ est une fonction décroissante de la température et en particulier à basse température elle décroît très rapidement [37].

ENGSTROM [38] a étudié la variation de la résistance des couches photoémissives $SbCs_3$ et $SbNa_2K$ en fonction de la température, figure 28.

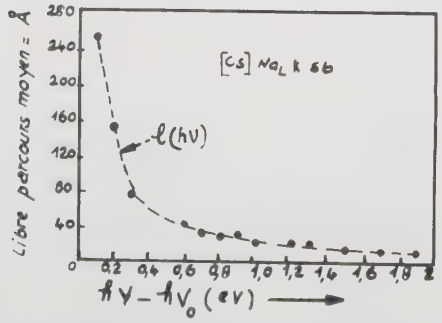

Figure 27 : Libre parcours moyen pour la production de paires électron-trou en fonction de l'énergie de l'électron pour une couche de $SbNa_2K$ [Cs].

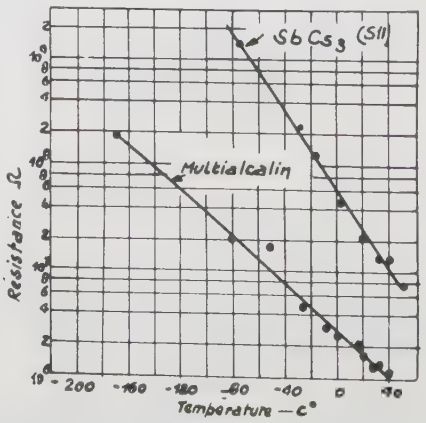

Figure 28 : Variation de la résistance des couches en fonction de la température.

Les courbes sont presque linéaires et la résistance décroît rapidement avec la température. L'expérience pour $SbCs_3$ est effectuée jusqu'à - 80°C et pour $SbNa_2K$ jusqu'à - 160°C.

CONCLUSION

a) Dans l'effet photoélectrique de surface nous considérons l'influence de la température sur les paramètres suivants :

- Le niveau de Fermi : quand la température augmente dans les semi-conducteurs du type N il décroît et dans ceux du type P il croît.

- La largeur de la bande interdite qui diminue quand la température croît. Sa variation est de l'ordre de 10^{-4} eV/°K.

- La densité des électrons de la bande de conduction : qui est une fonction croissante de la température.

- En plus, la température influe sur le niveau de l'impureté et la courbure des bandes .

b) Dans l'effet photoélectrique de volume nous considérons l'influence de la température sur les paramètres suivants :

- Le libre parcours moyen des électrons qui est une fonction décroissante de la température.

- La résistance de la couche photoémissive qui croît rapidement lorsque la température baisse.

CHAPITRE III

ÉLABORATION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL-MÉTHODE DE MESURE

III.1 - CHOIX DE LA METHODE DE MESURE

En spectrophotométrie, les mesures sont délicates du fait des niveaux de flux souvent très faibles que l'on observe et également des nombreuses erreurs de mesure possibles (lumières parasites - non reproductibilité de positionnement des éléments du montage - dérive dans le temps des sources, etc...).

Nous avons posé en principe de faire des mesures absolues. Pour cela nous avons employé comme élément étalon une thermopile de Schwarz dont la réponse est non sélective dans le domaine de longueur d'onde considéré (3 000 à 7 000 Å environ).

Par ailleurs, deux principes de sélection des bandes de longueur d'ondes sont possibles :

- filtres interférentiels,
- monochromateur,

Les filtres interférentiels sont proposés par les constructeurs avec des bandes passantes suffisamment étroites et bien échelonnées dans toute la gamme de longueur d'onde nous intéressant. Malgré leur prix modique et la simplification d'appareillage que leur emploi entraîne, nous ne les avons pas retenus car ils présentent une transmission résiduelle non négligeable.

Notre choix s'est porté sur un monochromateur à optique de quartz et à déviation constante. Cette dernière caractéristique permet de simplifier considérablement les montages mécaniques annexes, les directions d'éclairement du monochromateur et d'utilisation du faisceau de sortie étant fixes.

Les mesures peuvent être conduites selon deux techniques différentes : avec une source émettant un spectre de raies (vapeur excitée) ou un spectre continu (incandescence).

Le spectre de raies est plus intéressant dans certains cas car il permet de soustraire le fond continu (lumière parasite, spectre continu superposé). Le niveau de lumière parasite du monochromateur retenu étant suffisamment faible, nous avons pu adopter une source à incandescence (lampe à filament de tungstène) laquelle présente l'avantage d'émettre une énergie radiante élevée dans le domaine de longueur d'onde nous intéressant.

La thermophile de Schwarz délivre une tension de sortie de quelques μV au plus dans nos conditions de travail normal. Il est donc nécessaire d'amplifier cette tension continue pour pouvoir la mesurer avec précision.

Habituellement on module le faisceau lumineux ; la tension délivrée par la thermopile est amplifiée par un amplificateur à bande passante très étroite accordé sur la fréquence du modulateur. On obtient alors un gain élevé tout en ayant un bruit faible.

Nous avons utilisé un amplificateur à courant continu qui avait été étudié au Service d'Electronique du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble : Cet appareil nous a donné toute satisfaction.

Afin d'éviter l'emploi tout au long des expériences de la thermopile dont l'utilisation est délicate, nous avons adopté un étalon secondaire qui a servi pour toutes les mesures sur les photocathodes des photomultiplicateurs. Cet étalon secondaire est une cellule 150 AV choisie pour sa sensibilité spectrale couvrant correctement le domaine de λ nous intéressant. L'utilisation de cet étalon secondaire permet de s'affranchir des variations de la source et des différences de réglage du monochromateur.

La thermopile et la cellule ont été placées dans une enceinte à température maintenue constante durant toutes les mesures.

Le photomultiplicateur à mesurer était logé dans une autre enceinte isotherme à température réglable.

III.2 - DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif qui vient d'être défini est représenté schématiquement par la figure 29. Les figures 30 et 31 donnent des vues de l'appareil. Récapitulons son principe de fonctionnement :

La lumière issue d'une lampe à filament de tungstène est monochromatisée avant d'être envoyée successivement sur la cellule de référence installée dans une enceinte à température fixe et sur la photocathode du tube à essayer, lui-même placé dans une seconde enceinte isotherme à température réglable. Dans une opération préliminaire, la cellule de référence est étalonnée avec précision par comparaison avec une thermopile de Schwarz.

Ce dispositif est composé de plusieurs parties :

1/ Dispositifs optiques,

2/ Enceintes isothermes,

3/ Dispositifs électriques.

Nous allons les décrire successivement.

III.2.1 - Dispositif optiques

a) Source lumineuse

Le flux lumineux est fourni par une lampe à incandescence à filament de tungstène d'une surface de 2 × 3 mm placée au centre d'un ballon de verre sphérique avec réflecteur arrière (Mazda, BA 21 S, R 1803, 6 V, 30 Watts).

Un système condenseur à optique de quartz concentre la lumière émise par la lampe sur la fente d'entrée du monochromateur.

L'alimentation de cette lampe se fait à partir d'une tension continue parfaitement stabilisée.

Comme nous l'avons vu plus haut, l'utilisation d'une cellule de référence élimine les effets de la dérive à long terme de cette lampe.

b) Monochromateur de type Georgie (Jobin et Yvon)

Il est à déviation constante avec prisme de Cornu et il couvre une gamme de longueur d'onde comprise entre 2 000 et 20 000 A ; les fentes d'entrée et de sortie sont à ouverture symétrique réglable à 0,01 mm près.

L'appareil est fourni avec un réseau de courbes indiquant pour chaque longueur d'onde moyenne, la largeur des fentes à utiliser, pour obtenir une bande de longueur d'onde de largeur donnée (figure 32).

Le tableau VII présente les largeurs trouvées sur l'abaque pour $\Delta\lambda = 100$ Å.

TABLEAU VII

λ (Å)	Largeur des fentes en 1/100 mm	λ (Å)	Largeur des fentes en 1/100 mm
3 250	107	5 000	27,25
3 500	85	5 250	23
3 750	70	5 500	20
4 000	55	5 750	17,25
4 250	46	6 000	15
4 500	38	6 500	12
4 750	32,5	7 000	10

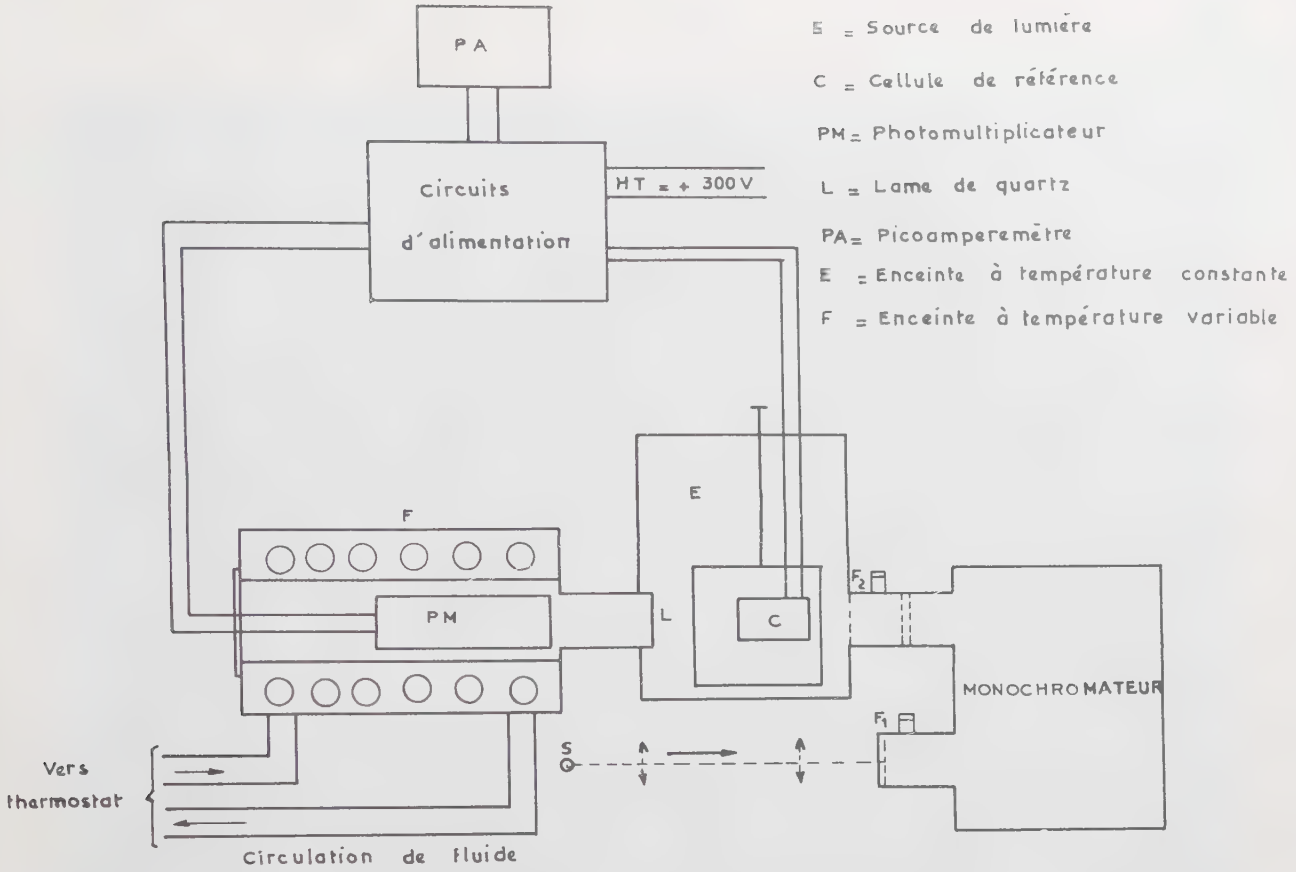

Figure 29 : Schéma des dispositifs expérimentaux.

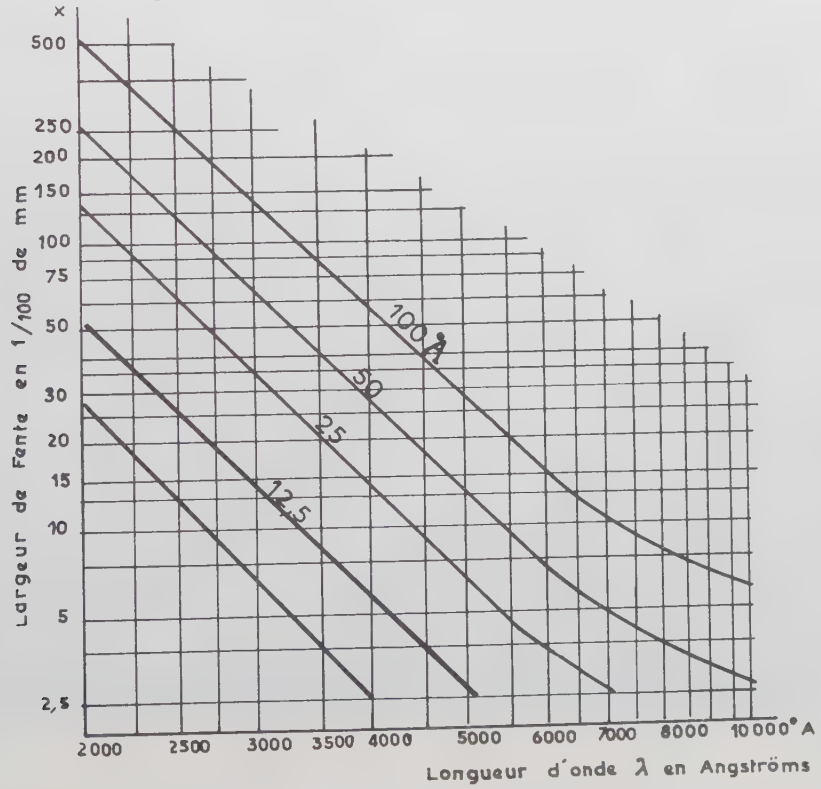

Figure 32 : Courbes des largeurs des fentes en fonction de λ.

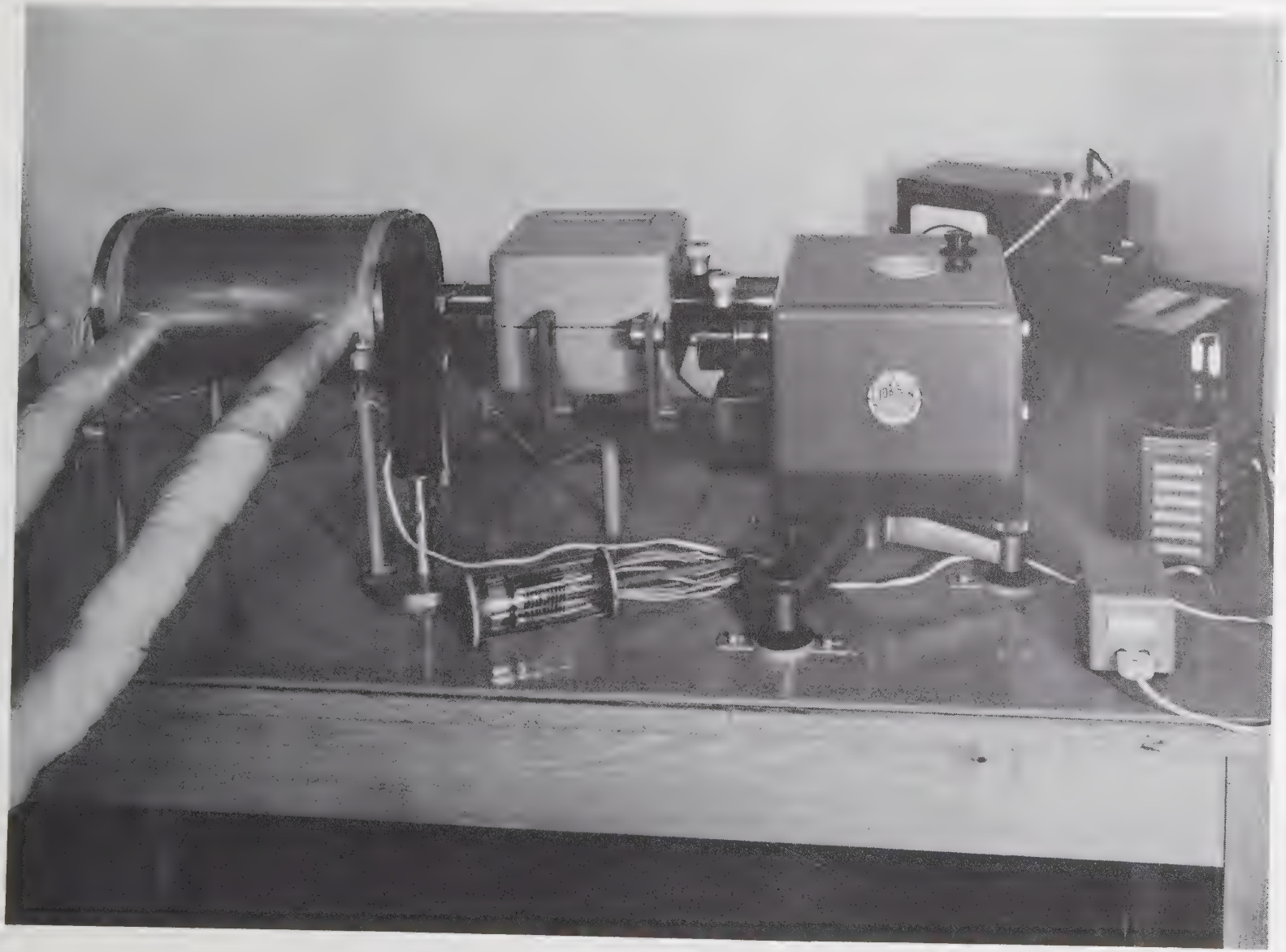

Figure 30 : Vue d'ensemble du dispostif expérimental.

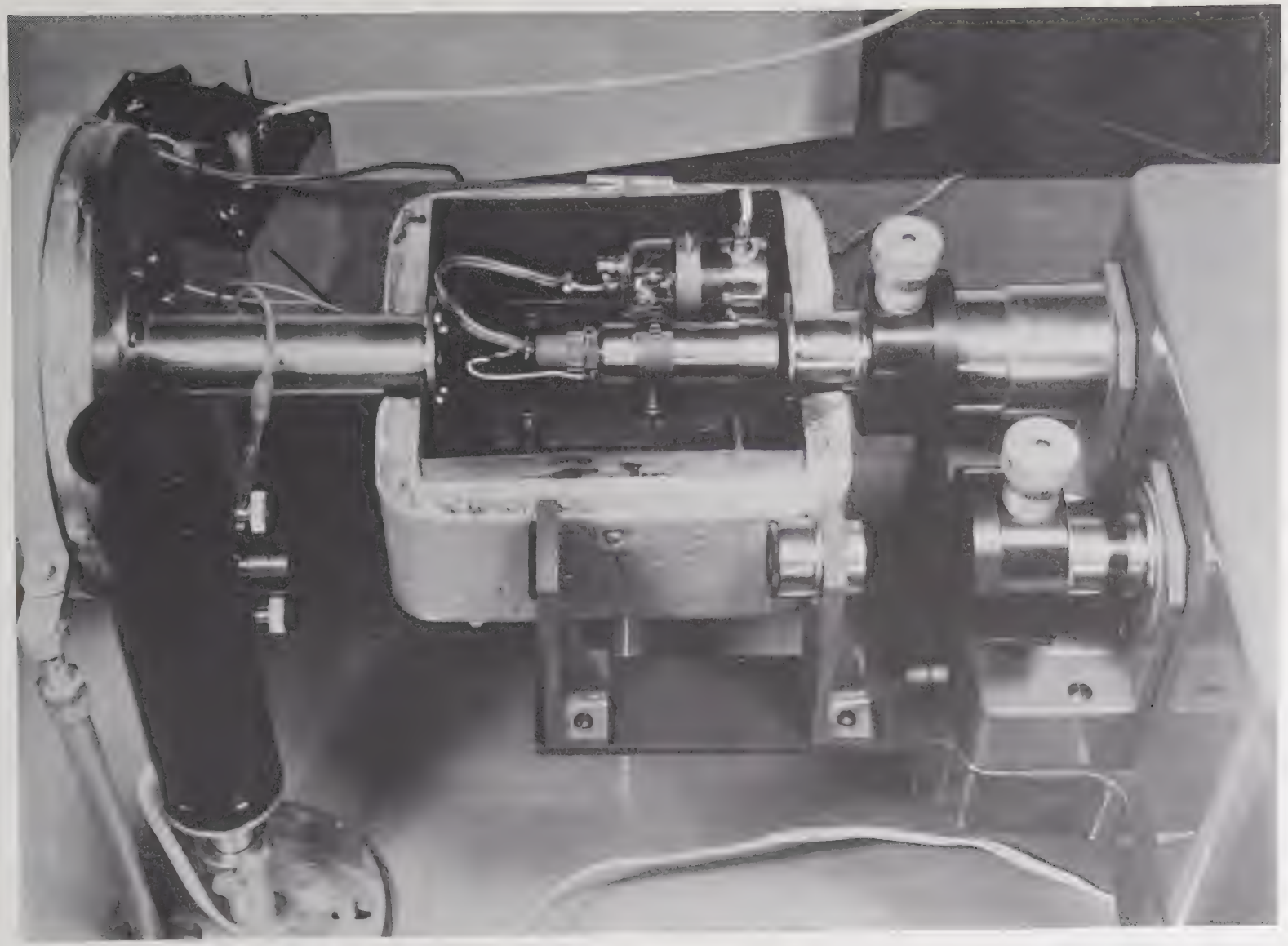

Figure 31 : Dispositif expérimental. Vue de l'enceinte isotherme à température fixe, ouverte pour montrer la cellule 150 A.V. et la thermopile.

III.2.2 - Enceintes isothermes

a) Enceinte à température fixe

La cellule 150 AV joue le rôle d'une cellule de référence. Pour que cette référence soit valable, nous avons réalisé son étalonnage à une température qui a été ensuite maintenue constante tout au long des expériences grâce à l'enceinte isotherme E. Une température de 31°C a été choisie parce qu'elle était légèrement supérieure à l'ambiante et pouvait facilement être maintenue par un chauffage électrique fonctionnant en tout ou peu, commandé par un thermostat de précision à bilame en spirale. Ce dispositif est représenté schématiquement sur la figure 33.

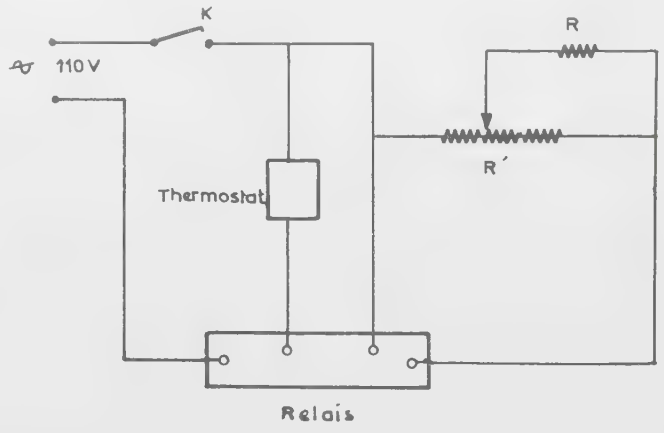

Figure 33 : Circuit électrique de l'enceinte E.

Bien que cette régulation n'entraîne que des oscillations de température inférieures à quelques dixièmes de °C, il est apparu lors de l'utilisation de la thermopile qu'elle était insuffisante. Une enceinte intermédiaire ne contenant que la cellule et la thermopile a permis d'obtenir une stabilité suffisante.

b) Enceinte à température réglable

Elle est destinée à recevoir les phototubes à essayer et est constituée essentiellement d'un cylindre en cuivre entouré d'un serpentin brasé dans lequel on fait circuler un liquide à température convenable.

L'isolation thermique,aussi bien radialement qu'axialement,a été particulièrement soignée afin d'avoir une température du phototube réellement uniforme.

Cette uniformité réalisée à 0,5°C près était dans toutes les expériences vérifiée grâce à des thermocouples reliés à un enregistreur potentiométrique. Un thermostat Secasi à régulation automatique assurait la circulation dans le serpentin et le maintien à température voulue (entre -30°C et + 150°C) du fluide caloporteur.

Nous n'avons pas pu trouver un liquide unique assurant l'alimentation du serpentin pour toute la gamme de température : ceux qui ne dégazaient pas à 150°C étaient trop visqueux à - 30°C. Finalement nous avons adopté entre - 30°C et + 55°C de l'huile silicone 5 cSk et au delà un chauffage à air chaud pulsé (voir figure 34).

Le photomultiplicateur est maintenu avec ses éléments de cablage dans un support isolant (Céleron). Des ressorts de compression assurent son positionnement correct contre une butée.

Aux températures inférieures à l'ambiante nous avons observé des condensations qui, d'une part, compromettaient la qualité des isolants électriques et gênaient les mesures, et d'autre part, modifiaient le flux lumineux reçu. Nous avons donc dû mettre une fenêtre de silice fondu pour séparer les enceintes F et E et faire circuler dans l'enceinte F un gaz sec préalablement porté à la température de l'enceinte. Nous avons utilisé de l'azote qui est facile à se procurer en bouteilles et dont les propriétés optiques sont très proches de celles de l'air, figure 35.

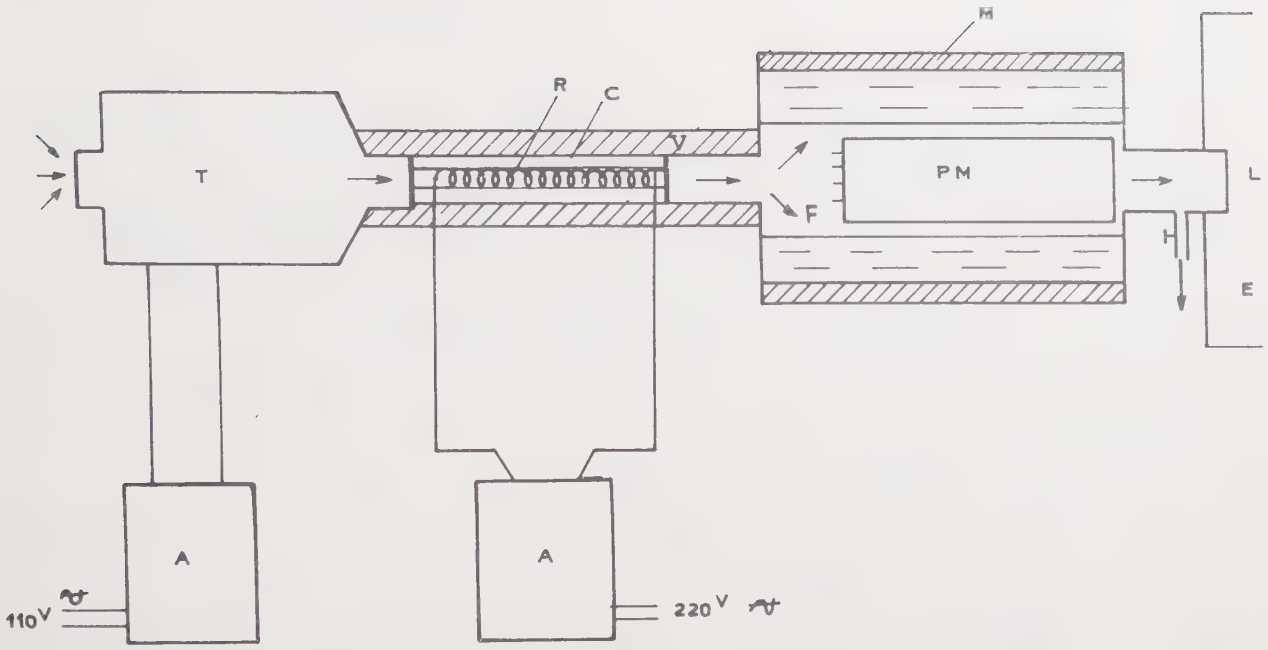

Figure 34 : Dispositif annexe de chauffage électrique à air pulsé.

T = Aspirateur Tornado
A = Alternostat réglable
C = Cylindre de quartz
R = Résistance chauffante
L = Lame de quartz
V = Laine de verre et amiante
M = Couche d'amiante

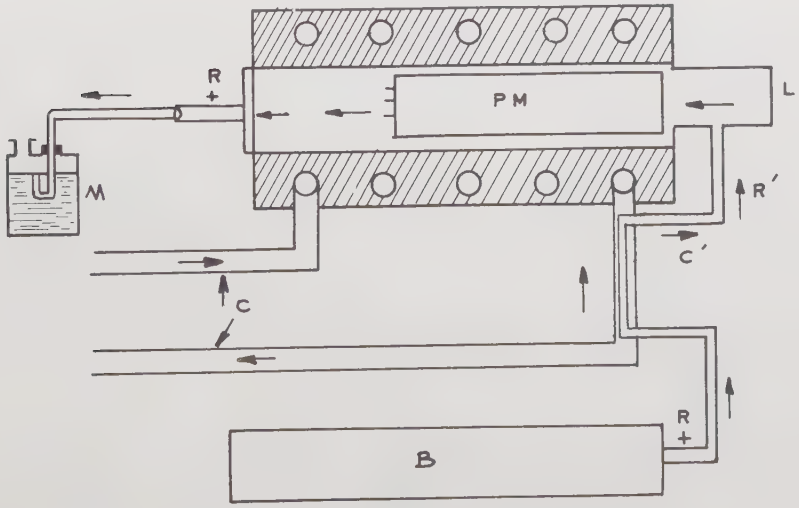

Figure 35 : Schéma de circulation de l'azote.

C = Circulation de fluide
C' = Circulation d'azote
B = Réservoir d'azote sec
R, R'= Robinet
L = Lame de quartz fondu
M = Acide sulfurique concentré

Pour améliorer le dispositif, on a disposé autour du photomultiplicateur une petite cage contenant des cristaux de Silicagel afin d'absorber l'humidité résiduelle.

III.2.3 - Dispositif électrique

a) Cellule de référence 150 AV

Elle a été choisie en fonction de sa sensibilité spectrale correspondant bien au domaine nous intéressant (émission des scintillateurs usuels).

C'est une optique d'entrée de photomultiplicateur 150 AVP dont l'électrode collectrice a été modifiée afin d'assurer une excellente saturation du courant photoélectrique pour une polarisation faible.

Sa photocathode est en antimoniure de césium (Cs^3Sb, réponse S 11) de diamètre utile 32 mm.

Sa surface utile a été limitée par une diaphragme d'ouverture ϕ = 3 mm.

b) Thermopile de Schwarz

Constructeur : HILGER et WATTS.

Caractéristiques essentielles :

- Référence FT 17,
- Fenêtre en quartz,
- Compensée et fonctionnant dans le vide,
- Diamètre utile ϕ 2 mm,
- Résistance interne 160 Ω
- Sensibilité 16 μV/μW,
- Constante de temps de réponse 0,4 sec
- Coefficient de température de la sensibilité - 0,6 % /°C

c) Amplificateur à courant continu (A.C.C.) [51]

Sa haute sensibilité (gain allant jusqu'à 10^5) et son faible bruit de fond ($\pm 1.10^{-8}$ volts) ont été obtenus par la modulation du signal d'entrée par un relais et une bande passante de l'amplificateur de 1 Hz. Par ailleurs toutes les causes de bruit ont été soigneusement réduites.

En sortie de l'amplificateur la dérive du zéro doit être compensée par un montage d'opposition si l'on veut profiter pleinement du gain de l'appareil (circuit compensateur).

La figure 36 représente le schéma d'utilisation de l'A.C.C.

d) Picoampèremètre

Nos mesures se situaient en dessous de 10^{-8} A, donc dans un domaine où les galvanomètres à spot lumineux manquent de sensibilité.

Le picoampèremètre Lemouzy a été utilisé pour mesurer les courants de photocathode de la cellule et du photomultiplicateur à essayer.

Jusqu'à 2.10^{-12} A/division, et en respectant les précautions à prendre indiquées par le constructeur, il a donné des mesures stables, fidèles et précises.

e) Circuits d'alimentation

Les tensions de polarisation de la photocathode du photomultiplicateur et de la cellule 150 AV sont fournies par une alimentation stabilisée ALS 349.

Un pont diviseur réalise l'alimentation des deux détecteurs (figure 37).

Dans chaque cas, la tension de polarisation est ajustée de façon à assurer une bonne saturation du courant de photocathode sans être gêné par les courants de fuites.

f) Contrôles de températures

Rappelons que quatre thermocouples chromel-alumel contrôlent en permanence les températures des enceintes E et F. Ils sont reliés à un enregistreur potentiomètrique MECI à 6 voies. La précision obtenue est de l'ordre de 0,25°C.

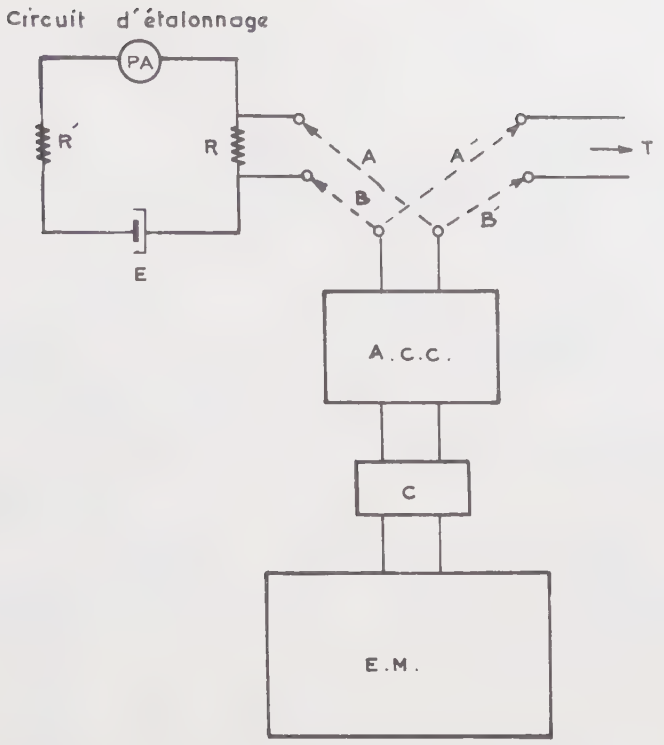

Figure 36 : Utilisation de l'amplificateur à courant continu.

A C C = Amplificateur à courant continu
C = Compensateur
E M = Enregistreur
T = Vers Thermopile

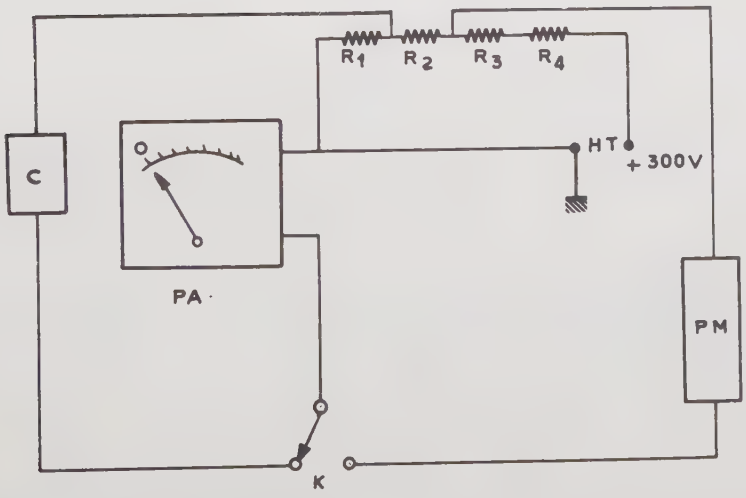

Figure 37 : Circuit d'alimentation de la cellule et du PM .

PA = Picoampèremètre
PM = Photomultiplicateur
C = Cellule
R_1, R_2, R_3, R_4 = Pont diviseur
K = Commutateur

III.3 - PROBLEMES METROLOGIQUES

III.3.1 - Utilisation de la thermopile de Schwarz

a) Résistance de la thermopile

La mesure du gain de l'A.C.C. se fait en injectant sur une résistance équivalente à celle de la thermopile un signal connu. Il est donc nécessaire de connaître avec précision cette résistance. Elle a été mesurée par la méthode de substitution à l'aide d'une boite de résistance, on a trouvé :

$$R = 161 \pm 0,8\ \Omega$$

b) Contrôle de la sensibilité de la thermopile

La thermopile était certifiée par le constructeur avoir une sensibilité de 16 $\frac{\mu V}{\mu W}$ à 20°C.

Nous l'avons contrôlée avec la source étalon L.E.P. dont nous avons préalablement vérifié la température de couleur (2 150°K) à l'aide d'un pyromètre Ribaud (figure 38).

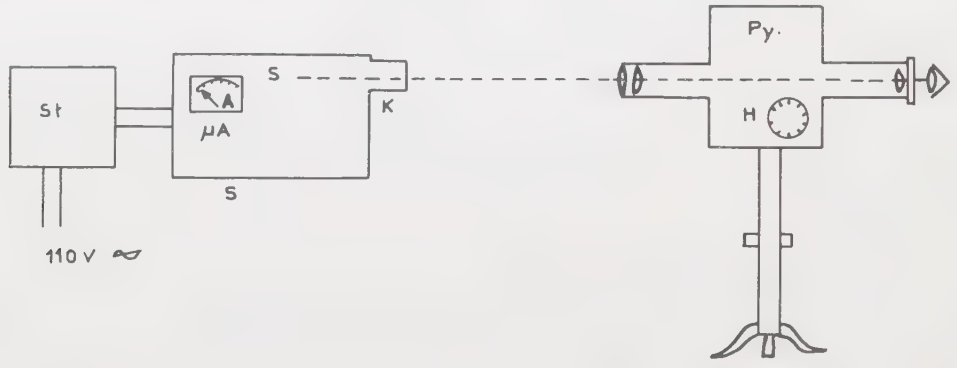

Figure 38 : Controle de la source étalon

Py = Pyromètre Ribaud μA = Microampèremètre

S = Source étalon St = Stabilisateur de V

H = Micromètre

Avec le filtre bleu cette source délivre $1,51.10^{-2}$ W/Sr.

L'énergie reçue par la thermopile était de 0,146 μW.

Deux séries d'expériences ont donné respectivement 17,4 et 15,4 $\frac{\mu V}{\mu W}$. Ces valeurs sont proches de celle du constructeur et leur dispersion est imputable aux difficultés de réglage précis de la source étalon.

c) Coefficient de température

La sensibilité de la thermopile est donnée pour 20°C. En fait nous travaillons à 31°C. Il faut donc tenir compte du coefficient de température $\beta = -0,006/°C$.

$$S_t = S_{20}\,[1 + \beta\ (t - 20)]$$

d'où

$$S_{31} = 14,94\ \frac{\mu V}{\mu W}$$

d) Influence des gradients thermiques

La thermopile FT 17 est réalisée avec des matériaux dont le pouvoir thermoélectrique est élevé ($\approx$ 150 μV/°C). Par ailleurs, elle est constituée de deux soudures, l'une qui reçoit le rayonnement, l'autre qui fait fonction de soudure froide de référence. Si l'on veut que la tension délivrée par la thermopile en l'absence de rayonnement soit nulle, il importe que celle-ci soit dans une isotherme

quasi-parfaite. Pour réaliser cette condition, on a disposé entre l'enceinte primaire régulée et les détecteurs une série d'enceintes intermédiaires qui sont autant de cellules résistance-capacité thermiques en séries qui assurent comme dans un montage électrique, un amortissement convenable. On estime que dans ce montage la variation de température entre les soudures chaude et froide est inférieure à 10^{-3} °C.

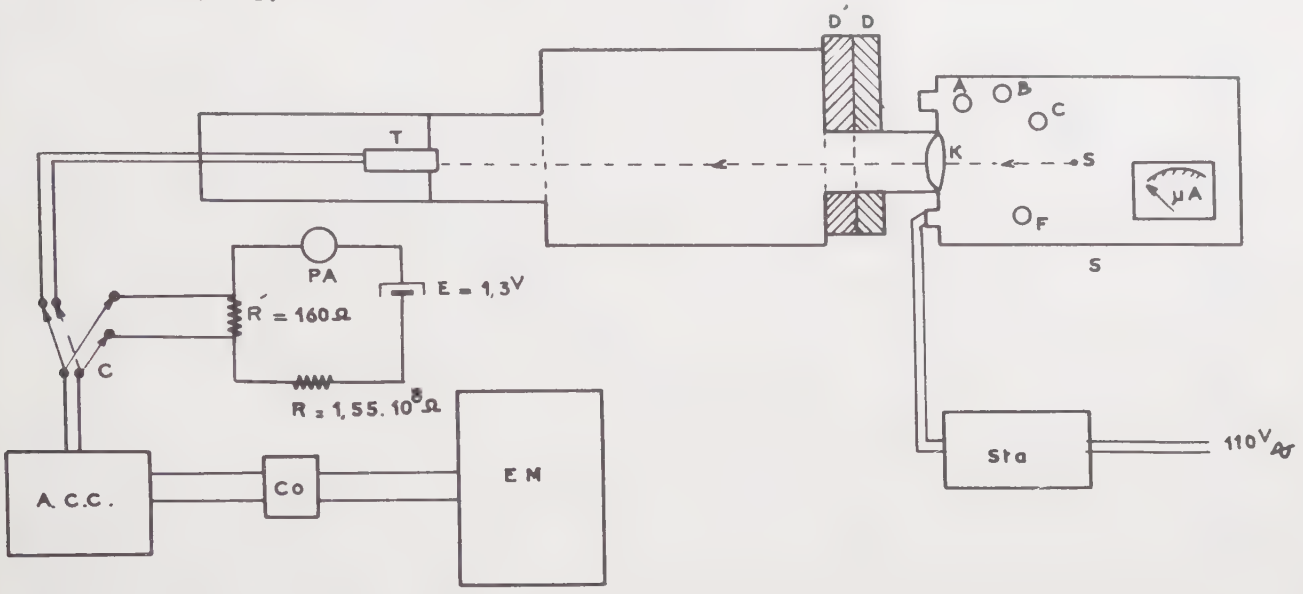

Figure 39 : Contrôle de la sensibilité de la thermopile.

S	= Source étalon	T	= Thermopile
A,B,C,F	= Boutons de réglage	S T	= 57 cm
D, D'	= Disque pour changement des filtres	C	= Commutateur
		Sta	= Stabilisateur de tension

e) Mesure du gain de l'A.C.C.

La tension aux bornes de la résistance R (Résistance équivalente à celle de la thermopile) est

$$V_{AB} = V_e = I_o R$$

Le courant I_o est mesuré par le picoampèremètre.

La tension de sortie V_s est mesurée sur l'enregistreur MECI.

Donc on a pour gain de l'A.C.C. :

$$G = \frac{V_s}{V_e}$$

Les gains sont relevés pour différentes valeurs du potentiomètre de réglage (figure 40).

Dans nos mesures nous avons toujours travaillé avec le potentiomètre au repère 6, soit un gain de

$$G = 4150 \pm 10$$

f) Energie rayonnante reçue par la thermopile

La tension délivrée par la thermopile, en tenant compte de la tension de sortie mesurée sur l'enregistreur V_s et de gain de A.C.C. est $V_t = \frac{V_s}{G}$.

A titre d'exemple dans une série d'expériences pour $\lambda = 4500$ Å on a mesuré

$$V_s = 4,41 \pm 0,05 \text{ mV},$$

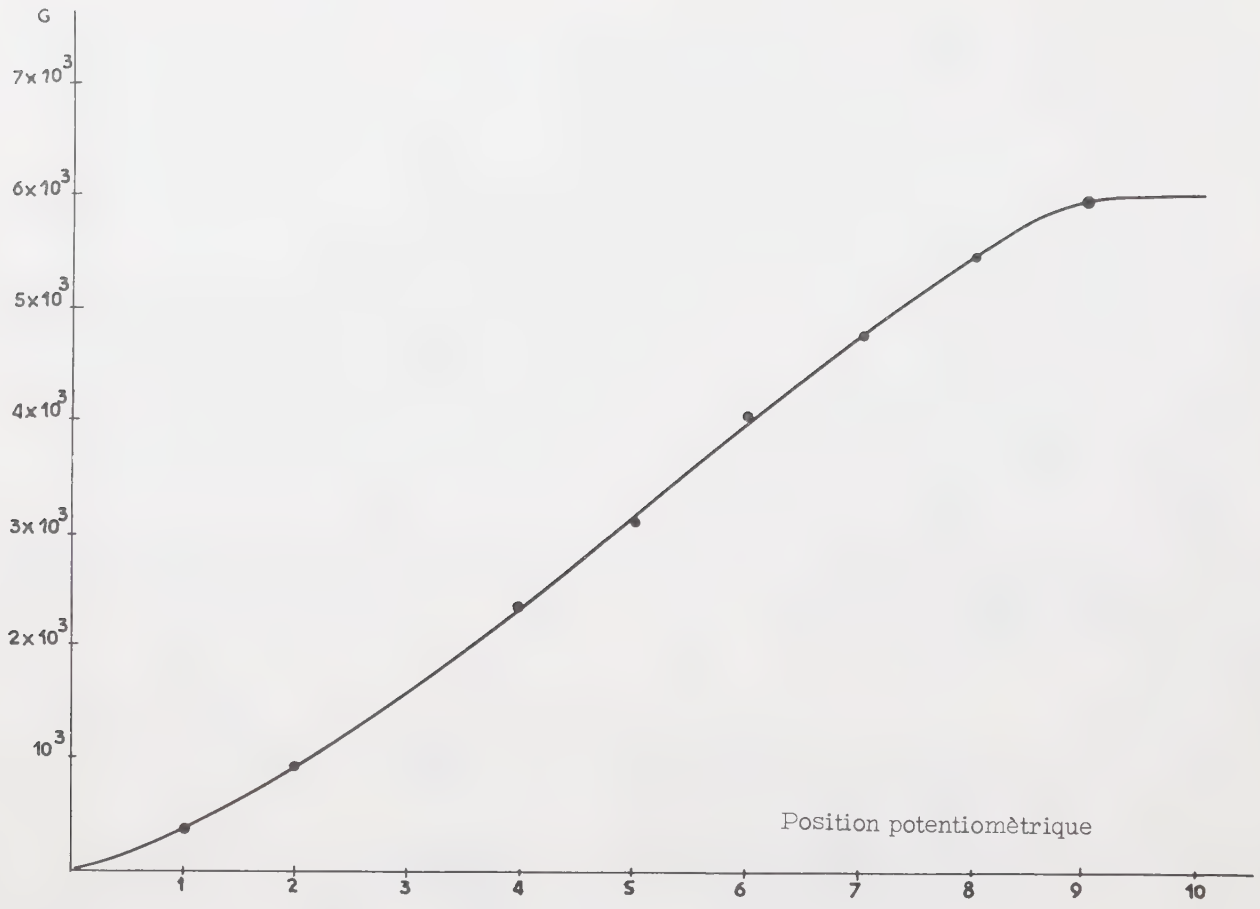

Figure 40 : Courbe de gain de l'amplificateur à courant continu.

donc

$$V_t = \frac{4,41}{4,150} = 1,06 \ \mu V$$

avec une erreur relative :

$$\frac{dV_t}{V_t} = \frac{dV_s}{V_s} + \frac{dG}{G} = \frac{1,2}{100}$$

d'où

$$V_t = 1,06 \ \mu V \pm 0,015$$

Connaissant la sensibilité énergétique S de la thermopile, on peut calculer l'énergie rayonnante qu'elle a reçue

$$S = \frac{V_t}{W_t} \qquad \text{et} \qquad V_t = \frac{V_s}{G} \qquad \text{et} \qquad S = 14,94 \ \frac{\mu V}{\mu W}$$

d'où

$$W_t = \frac{V_s}{S \ . \ G} = 0,071 \ \mu W$$

La figure 41 et le tableau VIII représentent la variation de W_t en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente pour une bande passante $\Delta\lambda = 100$ Å.

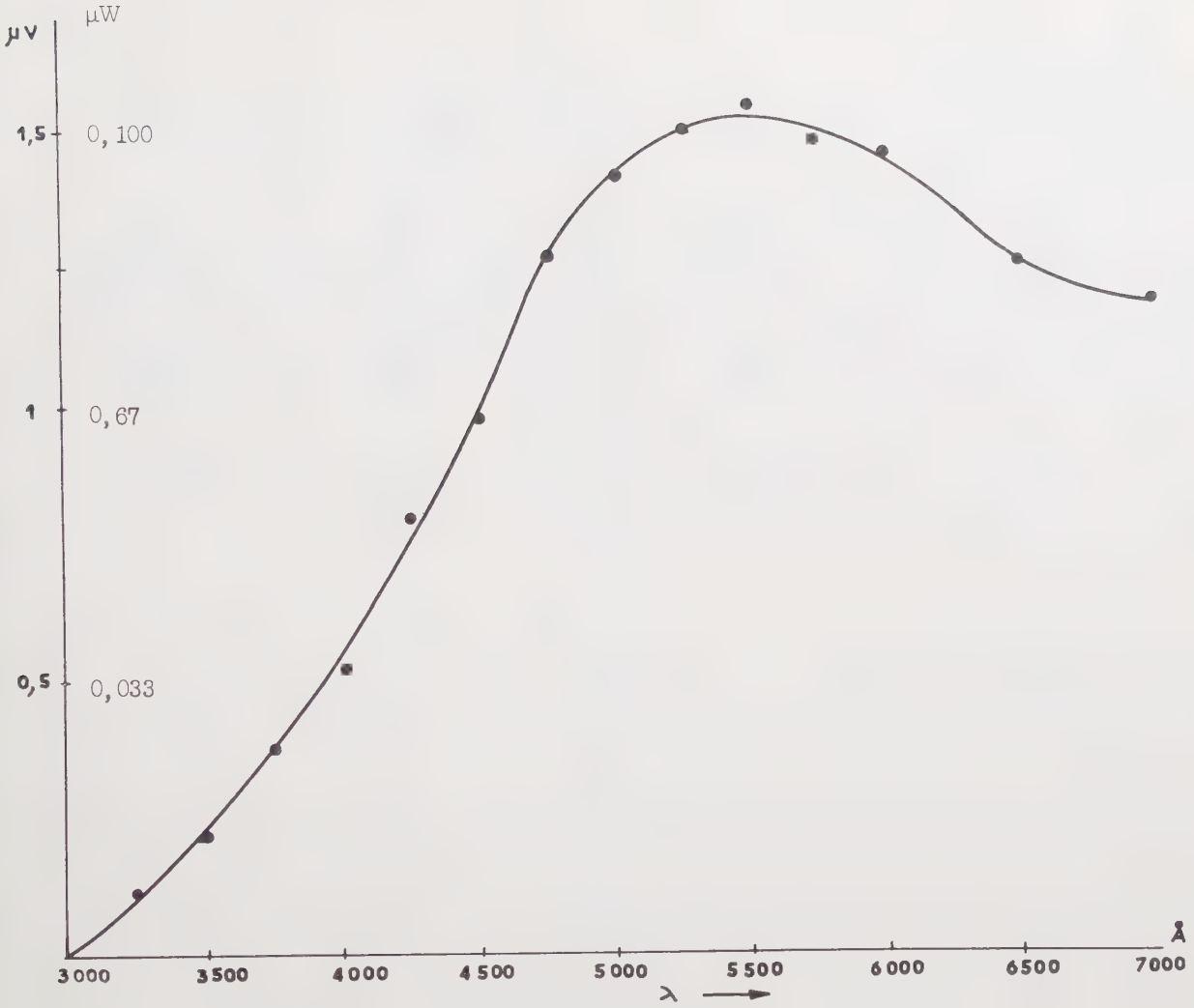

Figure 41 : Variation de l'énergie rayonnante reçue par la thermopile en fonction de λ pour Δλ = 100 Å.

TABLEAU VIII

Energie reçue par la thermopile (Δλ = 100 Å)

λ(Å)	V_t (μV)	W_t (μW)	λ(Å)	V_t (μV)	W_t (μW)
3 250	0,12	0,008	5 000	1,43	0,095
3 500	0,22	0,014	5 250	1,51	0,101
3 750	0,37	0,025	5 500	1,55	0,104
4 000	0,52	0,034	5 750	1,49	0,100
4 250	0,80	0,053	6 000	1,47	0,098
4 500	0,98	0,065	6 500	1,27	0,085
4 750	1,30	0,086	7 000	1,20	0,080

III.3.2 - Lumière parasite du monochromateur

Pour effectuer des mesures valables, il importe que le niveau de lumière parasite dans tous les cas de mesure soit négligeable. Cette lumière parasite peut avoir pour origine : la lumière ambiante de la pièce, ou encore, la diffusion de la lumière de la source à l'intérieur du monochromateur. Nous allons étudier ces deux cas différents :

a) Lumière ambiante

La lampe étant éteinte nous avons donné une largeur de 0,5 mm aux fentes d'entrée et de sortie du monochromateur. Dans ces conditions nous n'avons pu déceler aucun courant mesurable sur la cellule 150 AV dans la gamme de longueur d'onde comprise entre 3250 et 7000 Å.

b) Diffusion interne du monochromateur

Pour ce contrôle nous n'avons voulu modifier le montage normal en aucune façon. Nous avons utilisé la méthode suivante : la gamme de longueur d'onde du monochromateur Georgie va de 2000 Å à 20000 Å, donc s'étend au delà du domaine de sensibilité de la cellule 150 AV pour les courtes et grandes longueurs d'ondes. D'autre part, nous avons supposé que le niveau et la composition spectrale de la lumière diffusée dans tous le spectre étaient uniformes. La lumière diffusée devrait donc se manifester par un courant de sortie de la cellule 150 AV constant apparaissant aux extrémités du spectre de longueur d'onde.

Les mesures suivantes ont été faites (figure 42) :

- courbes 1, 2 et 3 : courant de la cellule 150 AV pour des largeurs de fentes d'entrée et de sortie respectivement de 0,5 – 0,25 et 0,1 mm,
- courbe 4 : courant de la cellule 150 AV pour $\Delta\lambda$ = 100 Å.

Résultats

Aux basses longueurs d'ondes, les courbes 1 et 2 décroissent rapidement et aucun palier n'apparaît au-dessus de 1.10^{-12} A.

Aux grandes longueurs d'ondes, on constate un redressement des courbes 1, 2 et 3 imputable à la sensibilité résiduelle de la cellule dans ce domaine. Si l'on normalise ces courbes à $\Delta\lambda$ = 100 A, au delà de 8000 Å, le courant résiduel est inférieur à 1 pA.

On en conclut que le niveau de lumière parasite est inférieur à 1 pA donc ne représentera dans les plus mauvaises conditions de mesures (extrémités des courbes de sensibilité) qu'une contribution nettement inférieure au %.

III.3.3 - Sensibilité spectrale de la cellule de référence

Les énergies reçues par la thermopile et la cellule sont liées aux angles solides par la relation :

$$\frac{W_c}{W_t} = \frac{\Omega_c}{\Omega_t}$$

avec

Ω_c : angle solide sous lequel la fente de sortie du monochromateur voit la cellule,

Ω_t : celui de la thermopile,

W_t : énergie reçue par la thermopile,

W_c : énergie reçue par la cellule.

$$W_c = W_t \cdot \frac{\Omega_c}{\Omega_t}$$

Or l'énergie reçue par la thermopile est

$$W_t = \frac{V_s}{S \cdot G}$$

donc la sensibilité de la cellule σ_c est :

$$\sigma_c = \frac{I_c}{W_c} = \frac{\Omega_t}{\Omega_c} \cdot S \cdot G \cdot \frac{I_c}{V_s}$$

où I_c : courant de la cellule.

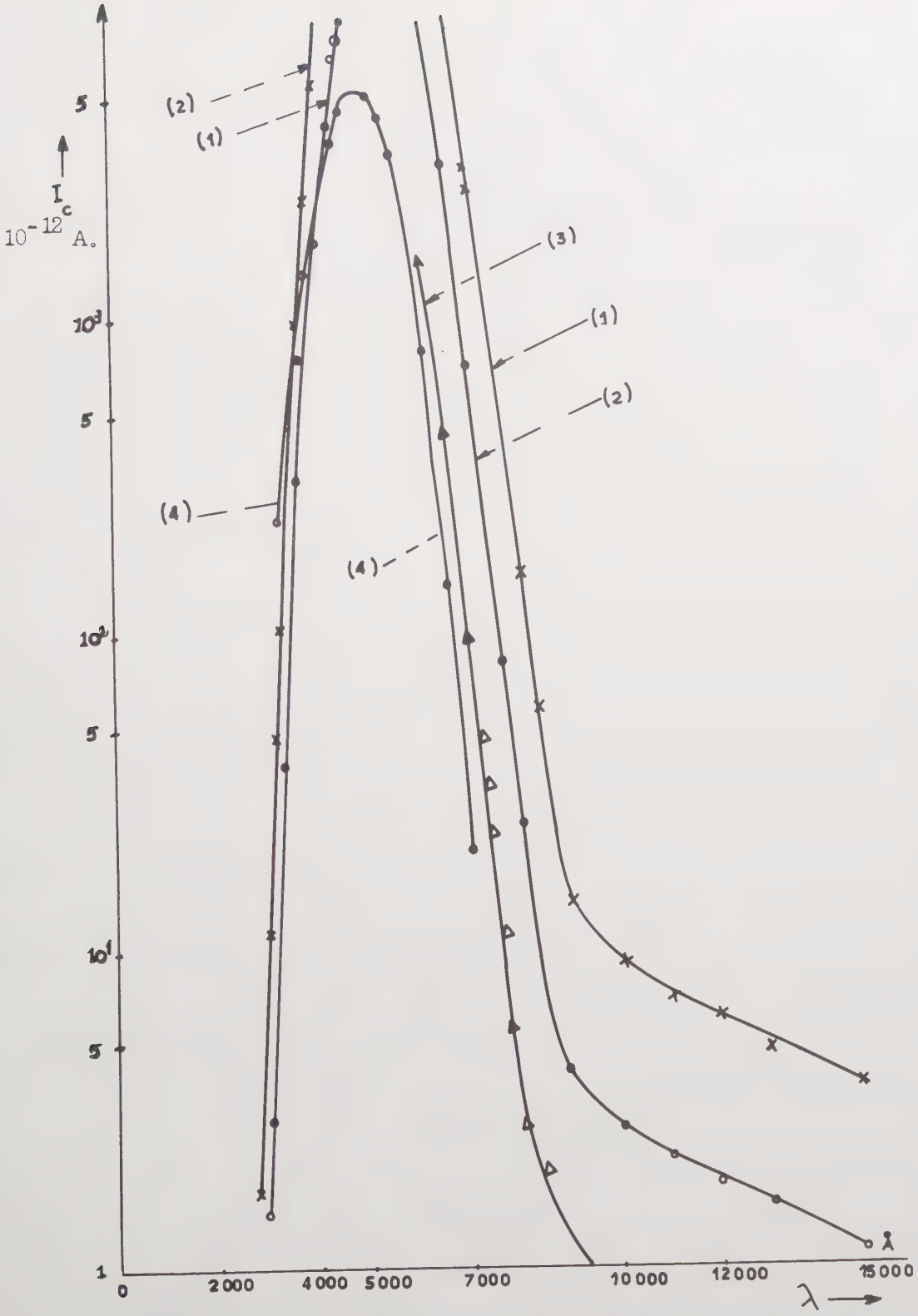

Figure 42 : Vérification du niveau de lumière parasite du monochromateur

1/ largeur de fente 0,50 mm,
2/ largeur de fente 0,25 mm,
3/ largeur de fente 0,1 mm,
4/ $\Delta\lambda$ = 100 A.

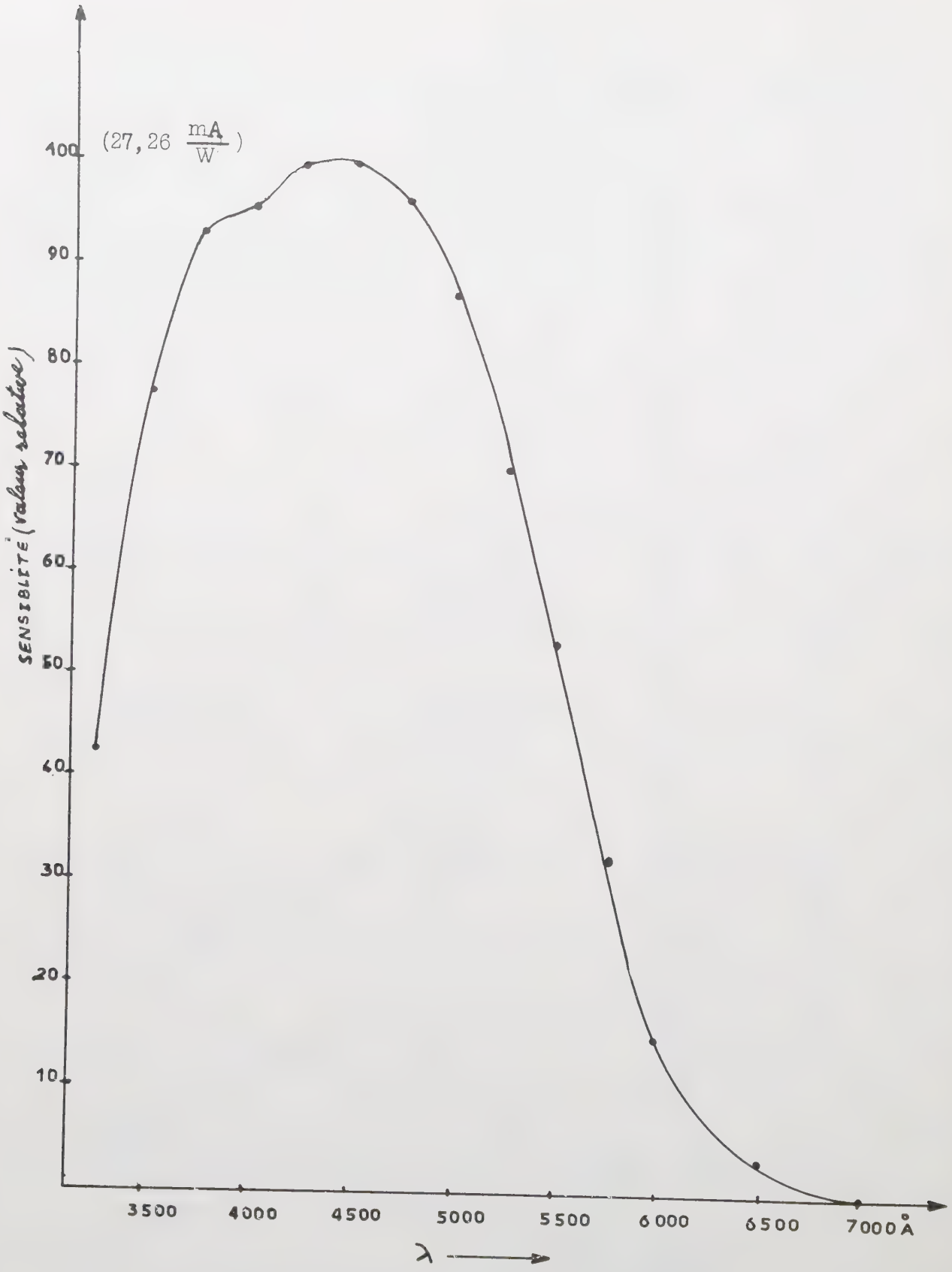

Figure 43 : Sensibilité spectrale de la cellule de référence.

Posons :

$$\frac{\rho_t}{\Omega_c} \cdot S \cdot G = K \quad \text{Constante de l'appareil}$$

$$\sigma_c = K \frac{I_c}{V_s}$$

avec

$$K = 27,55 \frac{mV}{\mu W} \quad \text{(par le calcul)}$$

σ_c exprimé en $\frac{mA}{Watt}$

I_c exprimé en nA

V_s exprimé en mV

Pour les études en sensibilité relative on se borne seulement au calcul de

$$\sigma_c \sim \frac{I_c}{V_s}$$

La figure 43 et le tableau IX donnent les résultats trouvés pour la cellule de référence.

TABLEAU IX

La sensibilité de la cellule de référence 150 AV

λ (Å)	$\sigma_c \left(\frac{mA}{Watt}\right)$ Valeur absolue	σ_c Valeur relative %
3 250	11,57	42,4
3 500	21,21	77,7
3 750	25,50	92,5
4 000	26,06	95,7
4 250	27,16	99,7
4 500	27,26	100
4 750	26,33	96,6
5 000	23,76	87,0
5 250	19,17	70,3
5 500	14,50	53,2
5 750	8,87	32,3
6 000	4,07	14,8
6 500	0,87	3,1
7 000	0,06	0,26

III.3.4 - Sensibilité spectrale de la photocathode

a) Courant photoélectrique - saturation

La polarisation nécessaire pour assurer la collection complète du courant photoélectrique (dans un photomultiplicateur dont l'optique d'entrée est montée en diode) est fonction de la géométrie photocathode, électrode collectrice (champ collecteur au niveau de la photocathode elle-même) et directement proportionnel à la résistance de la couche et au courant photoélectrique.

Avant toute mesure sur un tube une vérification préliminaire a été faite pour s'assurer que la collection électronique était bien réalisée même à basse température (résistivité élevée) pour les courants mesurés et à la polarisation choisie.

b) Effet du courant d'obscurité [41]

L'augmentation de la polarisation est limitée par un autre paramètre : le courant d'obscurité qui risque de devenir plus important que le courant que l'on veut mesurer :

Dans notre montage en diode il peut provenir de :

- l'émission thermoionique de la photocathode

Il s'exprime par la formule de Richardson :

$$J = 7,5\ 10^{20}\ T^2\ e^{-\Phi/KT}$$

où J : nombre d'électrons/cm^2.sec.

Φ : travail d'extraction thermoionique.

Ce courant croît donc avec la température.

- l'effet des rayonnements parasites ambiants :

. luminescence,

. effet CERENKOV

- le bombardement par les ions positifs résiduels de la photocathode,
- les fuites ohmiques,
- les émissions froides (effets de pointes).

Lorsque le choix judicieux de V ne permet pas de réduire suffisamment I_o, on utilise un montage compensateur pour pouvoir utiliser une sensibilité suffisante sur le picoampèremètre.

c) Sensibilité spectrale d'une photocathode

Les énergies reçues par la cellule de référence et la photocathode sont liées aux angles solides par la relation :

$$\frac{\Omega_c}{\Omega_p} = \frac{W_c}{W_p} \qquad (5)$$

avec

Ω_c : angle solide sous lequel la fente de sortie du monochromateur voit la cellule,

Ω_p : "idem" pour la photocathode.

W_c et W_p sont les énergies reçues respectivement par la cellule et la photocathode.

On a par ailleurs :

$$W_c = \frac{I_c}{\sigma_c}$$

et

$$\sigma_p = \frac{I_p}{W_p}$$

On en tire :

$$\sigma_p = \frac{\Omega_c}{\Omega_p} \cdot \frac{I_p}{I_c} \cdot \sigma_c$$

I_p : courant de la photocathode.

La valeur de $\frac{\Omega_c}{\Omega_p}$ est calculée égale à 0,826

$$\Omega_p = 0,826\ \frac{I_p}{I_c} \cdot \sigma_c$$

Remarque 1

Sur le trajet du faisceau se trouve une lame de quartz fondu d'épaisseur e = 2 mm.

1/ La différence du chemin optique introduite est $\Delta x = (n - 1)\, e$. Il en résulte un rapprochement apparent de la photocathode, produisant une augmentation du flux reçu à un facteur : $\frac{2\Delta x}{d} = 1$ égal à 0,005, donc l'énergie reçue est :

$$W_p' = W_p \ (1 + 1)$$

2/ Le faisceau lumineux est sensiblement perpendiculaire à la lame de quartz, sa transmission optique est, d'après la formule de FRESNEL

$$\tau = (1 - K)^2 \qquad \text{où} \qquad K = \left(\frac{n - 1}{n + 1}\right)^2 \text{ facteur de réflexion}$$

donc

$$\tau = \frac{16\ n^2}{(n + 1)^4}$$

les pertes par absorption et diffusion dans l'épaisseur de la lame sont négligeables :

pour $\lambda = 4500$ Å on a $n = 1,465$

et $\tau = 0,931$

donc le flux reçu par la photocathode est

$$W_p'' = W_p \times \tau$$

3/ Le facteur de transmission τ est une fonction de λ ; entre 3 000 et 7 000 Å il passe de 92,8 à 93,2 soit ± 0,2 % de la valeur moyenne, ce qui est négligeable devant les autres erreurs.

En tenant compte de l'effet de la lame la formule de sensibilité de la photocathode est :

$$\sigma_p = 0,826 \times \frac{I_p}{I_c} \cdot \sigma_c \times \frac{1}{\tau\ (1 + 1)}$$

soit :

$$\boxed{\sigma_p = 0,882 \cdot \frac{I_p}{I_c} \cdot \sigma_c}$$

où σ_p, σ_c exprimés dans la même unité,

et I_p, I_c exprimés dans la même unité.

En valeurs relatives on peut écrire :

$$\boxed{\sigma_p \text{ relatif} \sim \sigma_c \text{ relatif} \cdot \frac{I_p}{I_c}}$$

Remarque 2

Jusqu'ici nous n'avons parlé que de la sensibilité spectrale qui est communément utilisée en photométrie. En physique nucléaire on préfère parler de rendement quantique spectral par définition :

$$\rho_\lambda = \frac{N'}{N}$$

N' : nombre d'électrons émis par seconde par la P.K.

N : nombre des photons à la longueur d'onde reçue/S.

On a par ailleurs :

$$N = \frac{W}{h\nu} = \frac{W\lambda}{hC} \qquad \text{et} \qquad N' = \frac{I}{e}$$

d'où

$$P_\lambda = \frac{I}{W} \cdot \frac{hC}{e}$$

ou

$$\rho_\lambda = \sigma_p \cdot \frac{12\,420}{\lambda(\text{Å})}$$

ρ_λ : en électron/photon

σ_p : en mA/mW

λ : en Å

Dans les mesures relatives de ρ on peut s'exprimer en valeur relative de $\frac{\sigma_p}{\lambda}$.

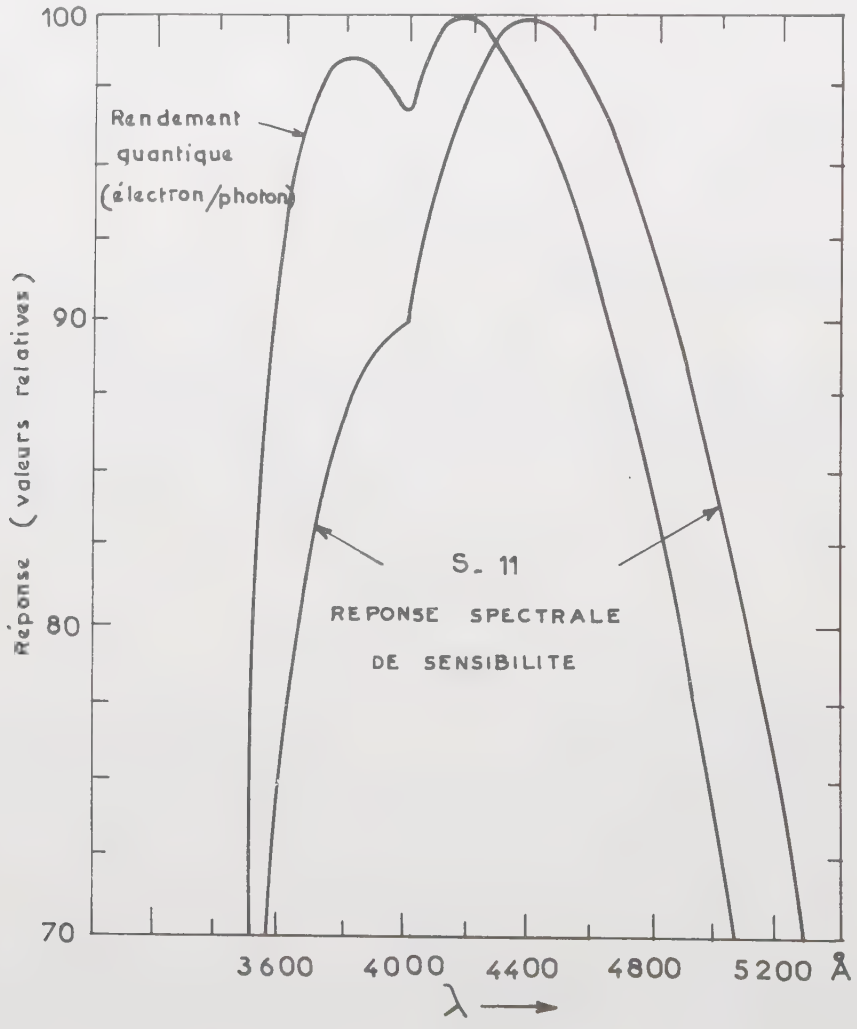

Figure 44 : Courbes de sensibilité spéctrale et de rendement quantique d'une PK de type (S11) normalisée à 100.

La figure 44 montre les courbes de sensibilité spectrale et de rendement quantique en valeurs relatives pour une photocathode S 11. Les courbes sont normalisées par leur point maximum.

Par exemple, la sensibilité de tube 53 AVP DARIO, est égale à 0,056 μA/μW pour λ = 4300 Å et son rendement quantique de ρ = 16 électron/photon.

CHAPITRE IV

ÉTUDE DU COMPORTEMENT EN TEMPÉRATURE DE DIFFÉRENTES PHOTOCATHODES

IV.1 - CONDITIONS EXPERIMENTALES

Des essais préliminaires nous ont conduit à adopter les conditions expérimentales suivantes :

IV.1.1 - Conditions optiques

Nous avons couvert la gamme de longueur d'onde de 3 250 Å à 7 000 Å (de 250 en 250 Å) avec une largeur de bande constante de 100 Å, la continuité des courbes de sensibilité nous le permettant.

Après avoir effectué les réglages de λ et $\Delta\lambda$, on mesurait successivement les courants des photocathodes et de la cellule de référence. Cette manière de faire éliminait les erreurs dues à la non reproductibilité de réglage du monochromateur et aux dérives à long terme de la source lumineuse.

IV.1.2 - Condition thermiques

Le cycle de température suivant a été choisi :

$$+ 20°,\ + 55°,\ 0°,\ - 25°,\ + 20°C$$

Le bouclage du cycle permettait de vérifier si une dérive s'était produite au cours des essais (hystérésis).

Avant toute série d'essais le photomultiplicateur était maintenu au moins 12 heures dans l'obscurité et sous tension à température ambiante.

Par ailleurs, avant toute série de mesures, nous avons toujours attendu que la température du photomultiplicateur se maintienne stable à ± 0,5°C au moins pendant une heure.

IV.1.3 - Conditions générales

Pour chaque tube une série de mesures préliminaires a été effectuée afin de vérifier que les conditions expérimentales adoptées étaient convenables.

Lorsque les résultats obtenus étaient reproductibles on passait alors aux mesures proprement dites. Chacune des courbes fournies plus loin est la moyenne de plusieurs expériences.

IV.1.4 - Photomultiplicateurs étudiés

Les mesures ont porté sur plusieurs types de photomultiplicateurs, parmi les plus couramment utilisés, et provenant de différents constructeurs, soit 14 tubes au total :

a) Photocathodes d'antimoniure de césium (Cs_3Sb) dite de type S 11 dont trois modèles de tubes ont été étudiés : DARIO 53 AVP 02 - EMI 6097 - RCA 8053.

b) Photocathodes constitués d'un composé de plusieurs métaux alcalins, dites "trialcalines", en particulier $SbNa_2KCs$, deux modèles de tubes ont été essayés : EMI 9558 et DARIO XP 1002.

c) Photocathodes "bialcalines", ne contenant pas de césium et prévues pour être utilisées à haute température. Deux types ont été étudiés : ASCOP 543 D et EMI 9607.

Le Tableau X résume les caractéristiques de ces tubes.

TABLEAU X

Caractéristiques des tubes étudiés

Photocathode		Modèle de tubes	Nombre essayé et N°	Gamme de température d'essais
Type	Composition			
S 11	$SbCs_3$	53 AVP 02 DARIO	3 { 13169, 13193, 13283	entre −25°C et +55°C
		6097 B EMI	3 { 3708, 3458, 5394	
		8053 RCA	2 { F 17439, F 18218	
S 20 Trialcaline	$SbNa_2K[Cs]$	XP 1002 DARIO	2 { 2060, 2061	
		9558 B EMI	2 { 5050, 5208	
Bialcaline	$SbNa_2K$	9607 B EMI	1 { 5009	entre −25°C et +55°C
		543 D ASCOP	1	

IV.2 - PHOTOCATHODES D'ANTIMONIURE DE CESIUM (Cs_3Sb)

IV.2.1 - Photomultiplicateur DARIO 53 AVP 02

Nous avons adopté une représentation graphique uniforme pour les résultats de mesures de sensibilité spectrale de tous les tubes essayés : en abscisse les longueurs d'onde entre 3 000 et 7 000 Å et en ordonnées une échelle de sensibilité en valeurs relatives graduées de 0 à 100 ; 100 étant pris arbitrairement égale à la plus grande sensibilité observée pour chaque tube.

Pour établir ces courbes à partir des données expérimentales, nous avons utilisé l'expression établie en (III.3.4) soit :

$$\sigma_{PK} \text{ relatif} \sim \sigma_c \text{ relatif} \times \frac{I_{PK}}{I_c}$$

Cependant, les mesures ayant été faites en valeurs absolues, on a fait figurer en face de l'ordonnée 100, la sensibilité absolue correspondante, calculée à partir de l'expression établie plus haut.

$$\sigma_{PK} = 0,882 \cdot \sigma_c \cdot \frac{I_{PK}}{I_c}$$

Les courbes 45, 46 et 47, représentent les résultats trouvés pour les trois tubes DARIO 53 AVP 02.

Afin d'illustrer le mode de calcul, nous avons indiqué sur le tableau XI, les résultats de mesures pour le tube n° 13.169 à − 25°C. On remarquera sur ce tableau que les courants de cellule et de photocathode observés sont compris entre 0,02 et 12.10^{-9} A et que la précision de mesure est de quelques 10^{-12} A.

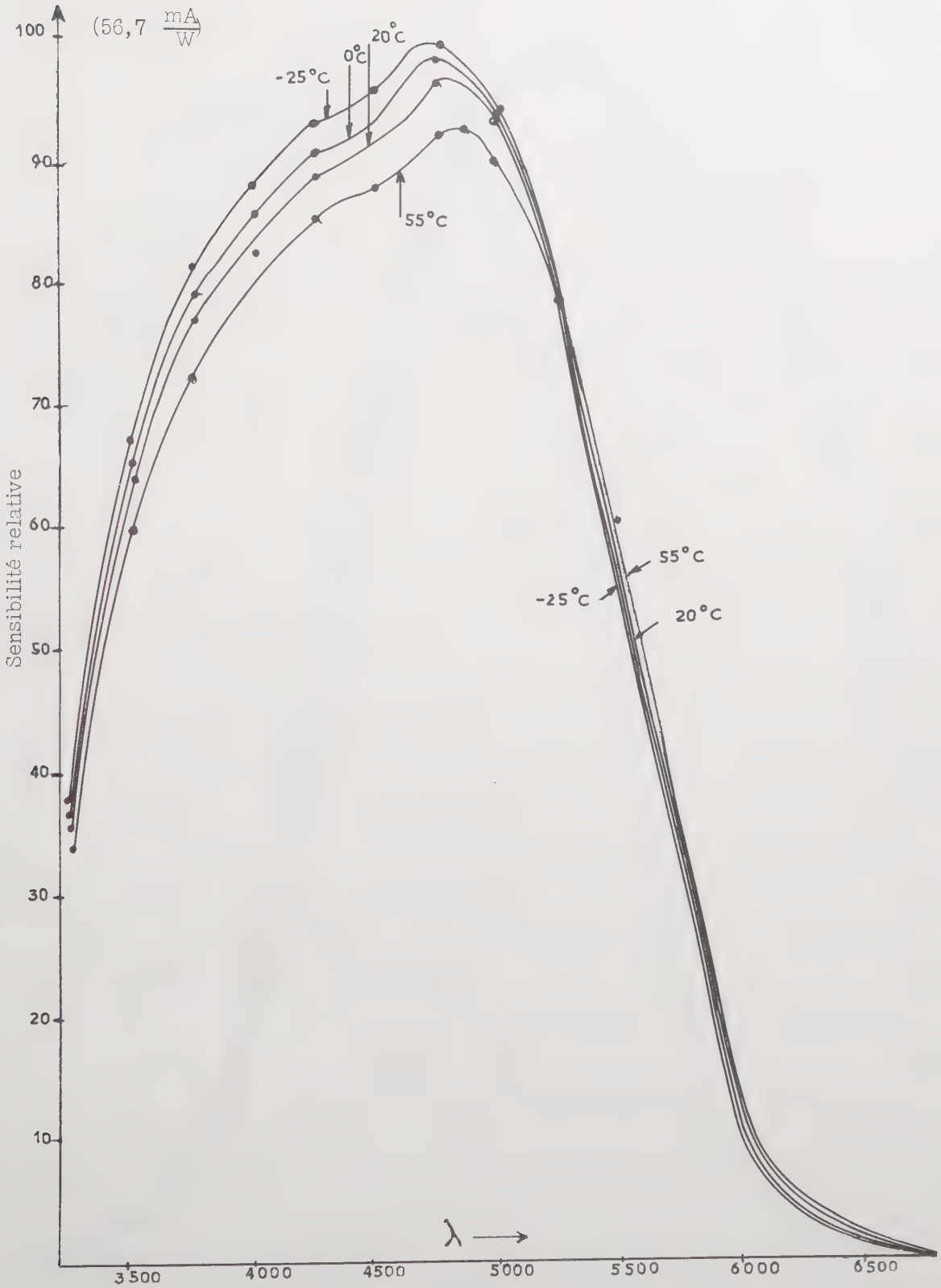

Figure 45 : Effet de la température sur la réponse spectrale du 53 AVP, 02 n° 13 169. Couche Cs_3Sb.

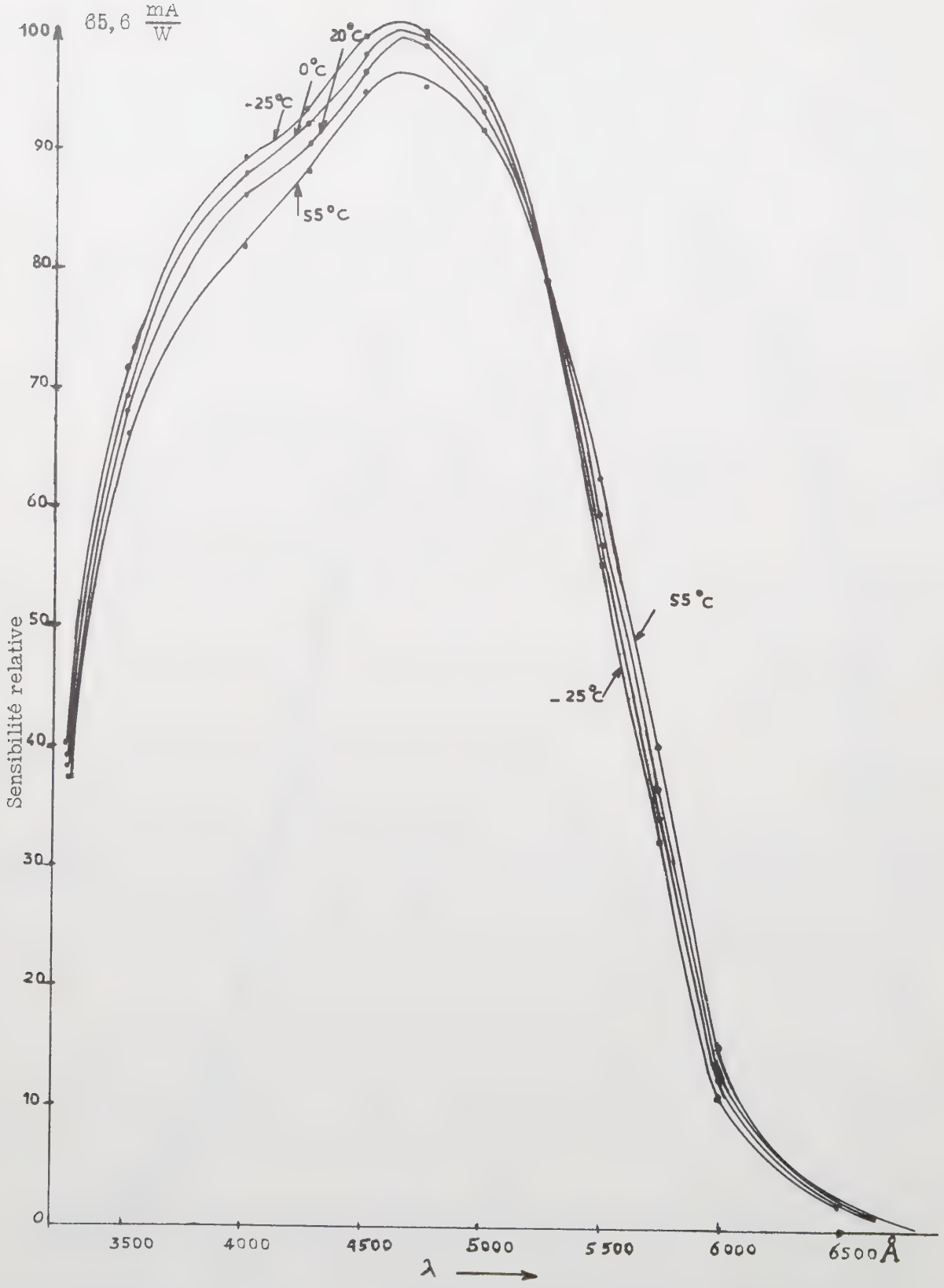

Figure 46 : Effet de la température sur la réponse spectrale du 53 AVP, 02 n° 13283. Couche Cs_3Sb.

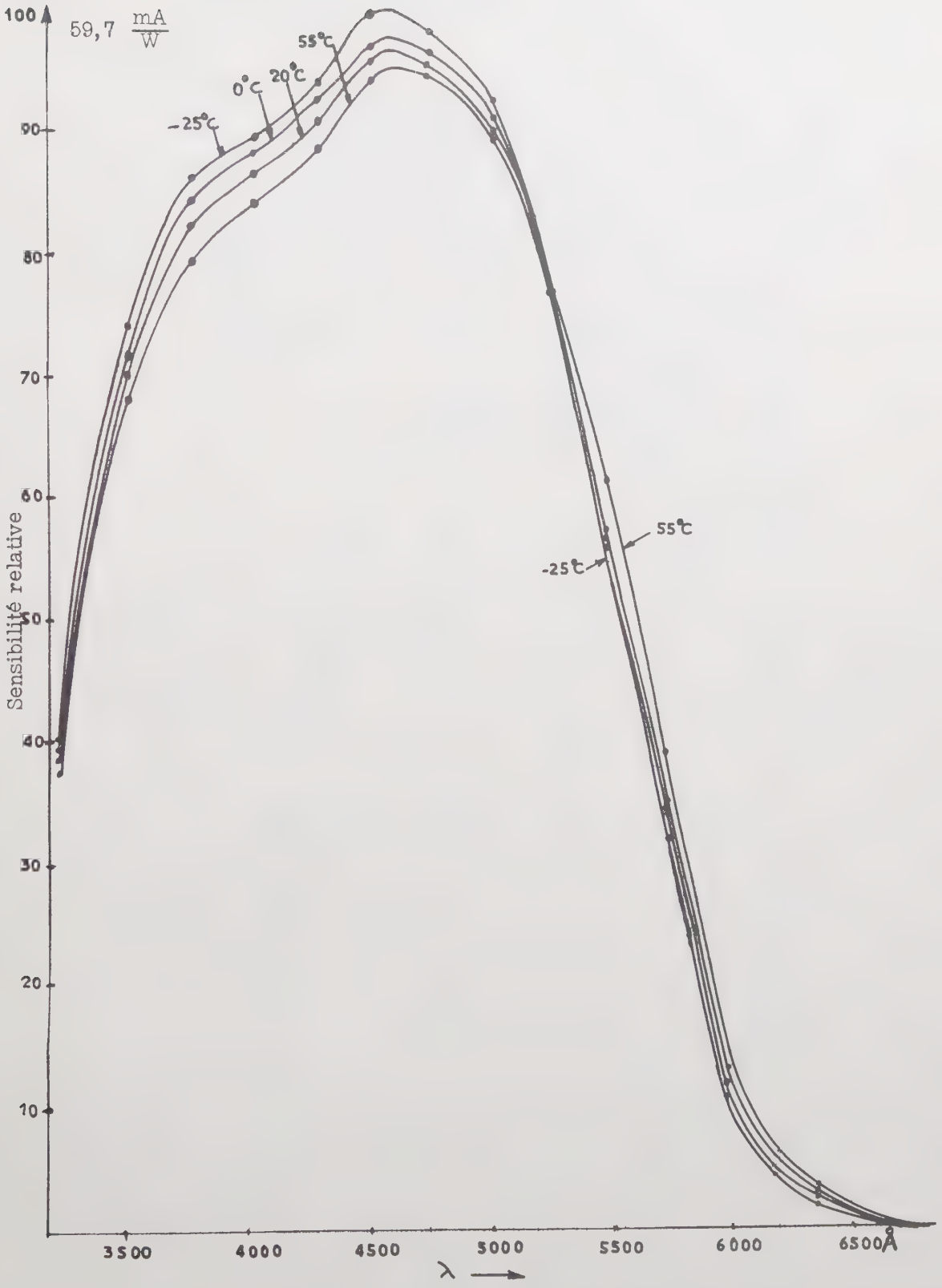

Figure 47 : Effet de la température sur la réponse spectrale du 53 AVP, 02 n° 13 193. Couche Cs_3Sb.

TABLEAU XI

Résultats de mesures pour le calcul de la sensibilité de la photocathode du tube 53 AVP 02 n° 13 169 (température -25°C)

λ (Å)	I cellule (nA) moyen	I_{PK} (nA) moyen	$\frac{I_{PK}}{I_c}$	σ cellule relatif %	σ_{PK} relatif %
3 250	0,1885	0,393	2,084	42,4	37,9
3 500	0,648	1,303	2,010	77,7	67,1
3 750	1,250	2,552	2,040	92,5	81,9
4 000	1,860	4,005	2,153	95,7	88,4
4 250	2,950	6,45	2,186	99,7	93,4
4 500	3,950	8,83	2,235	100	95,9
4 750	4,790	11,55	2,411	96,6	100
5 000	4,760	12,07	2,536	87,0	94,9
5 250	4,015	10,62	2,644	70,3	79,7
5 500	3,110	7,56	2,430	53,2	55,5
5 750	1,850	4,25	2,297	32,2	32,1
6 000	0,860	1,41	1,639	14,8	10,4
6 500	0,156	0,170	1,096	3,1	1,4
7 000	0,025	0,175	0,700	0,26	0,08

Le tableau XII indique pour le même tube l'ensemble des résultats trouvés pour les diverses longueurs d'onde et températures. Les chiffres ont été normalisés à 100 pour la valeur maxima comme il a été dit plus haut. Ce sont ces valeurs qui sont reportées sur le graphique de la figure 45.

On retrouve sur ces courbes les caractéristiques bien connues des couches de Cs_3Sb : augmentation rapide du rendement à partir de 6 000 Å lorsque la longueur d'onde décroît, résultat conforme au schéma de bande d'énergie proposé pour le $SbCs_3$ (I.3.3).

TABLEAU XII

Sensibilité relative du tube 53 AVP 02, n° 13 169

λ (Å)	à 55°C	à 20°C	à 0°C	à - 25°C
3 250	33,8	35,8	36,7	37,9
3 500	60,0	64,2	65,3	67,1
3 750	72,5	77,4	79,3	81,9
4 000	79,0	82,9	85,6	88,4
4 250	85,6	88,7	90,9	93,4
4 500	87,8	91,7	93,3	95,9
4 750	92,2	97,0	98,5	100
5 000	90,3	93,8	94,4	94,9
5 250	78,5	79,3	79,9	79,9
5 500	61,2	56,9	56,3	55,3
5 750	35,6	34,8	33,9	32,1
6 000	14,3	12,8	11,5	10,4
6 500	2,3	1,8	1,7	1,4
7 000	0,11	0,095	0,09	0,08

La décroissance de 4750 Å à 4000 Å est aussi une caractéristique de cette [illegible] pondant à son coefficient d'absorption optique (I.3.4).

La décroissance plus rapide, en dessous de λ = 3750 Å est due à l'absorption optique [illegible] fenêtre de verre B 40.

Influence de la température

Les trois tubes DARIO présentent un comportement en température voisin et le [illegible] la même allure (voir les figures 45, 46 et 47) :

- Quand on refroidit la photocathode on constate une diminution de sensibilité pour les longueurs d'ondes λ > 5250 Å et une augmentation pour λ < 5250 Å. Le point d'intersection de toutes les courbes, c'est-à-dire le point d'inversion du coefficient de température, se trouve à environ λ = 5250 Å.

La longueur d'onde λ_m du sommet des courbes se déplace d'environ 150 Å vers les grandes longueurs d'onde lorsque la température passe de - 25° à + 55°C.

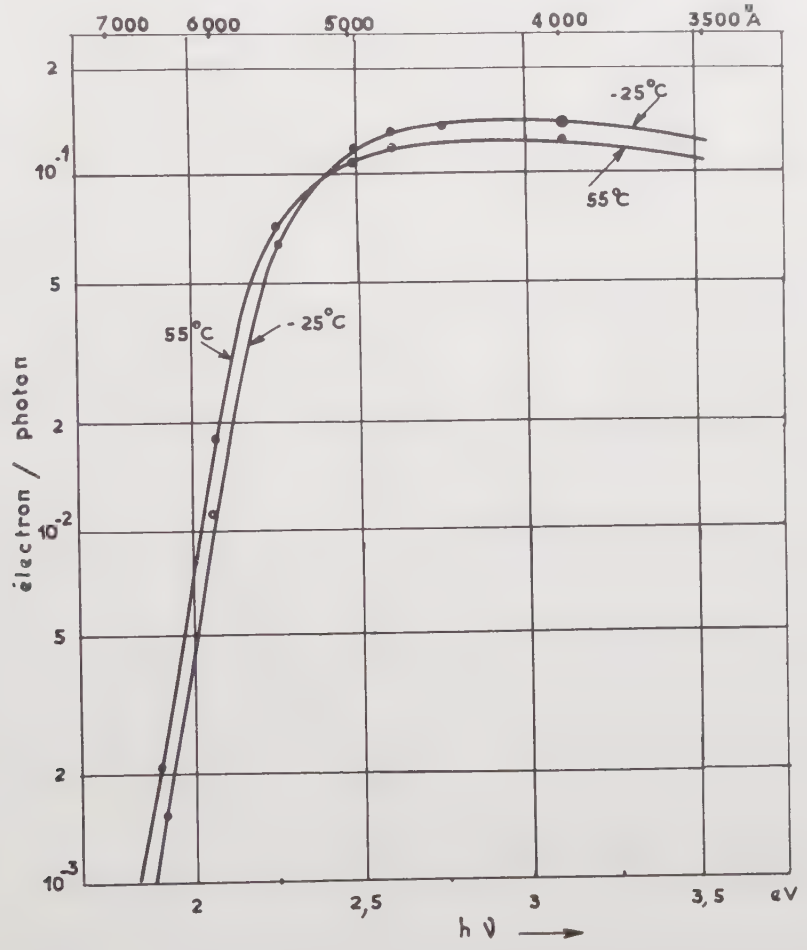

Figure 48 : Effet de la température sur le rendement quantique spectral de la PK du 53 AVP, 0,2 n°13619 Couche Cs_3Sb.

- La figure 48 représente les courbes de rendement quantique spectral pour le tube n° 131-619 à - 25° et à 55°C. Ces courbes sont semblables à celles trouvées par SPICER pour une couche de $SbCs_3$ à 90°K et 290°K. [20]

Le coefficient de température moyen de la sensibilité (σ) pour un intervalle de température t donné est

$$\alpha = \frac{\Delta \sigma}{\sigma_{20} \cdot t} \times 100$$

où α est en %/°C.

Nous l'avons calculé pour les intervalles de température de 20°C à 55°C et de 20°C à - 25°C (Tableau XIII).

TABLEAU XIII

Variation du coefficient de température en fonction de la température (53 AVP 02)

λ (Å)	α en %/°C	
	de 20° à 55°C	de 20° à - 25°C
3 250	- 0,18	- 0,14
3 500	- 0,18	- 0,13
4 000	- 0,14	- 0,13
4 500	- 0,12	- 0,10
5 000	- 0,11	- 0,02
5 500	+ 0,21	+ 0,16
6 000	+ 0,50	+ 0,42
6 500	+ 0,80	+ 0,50

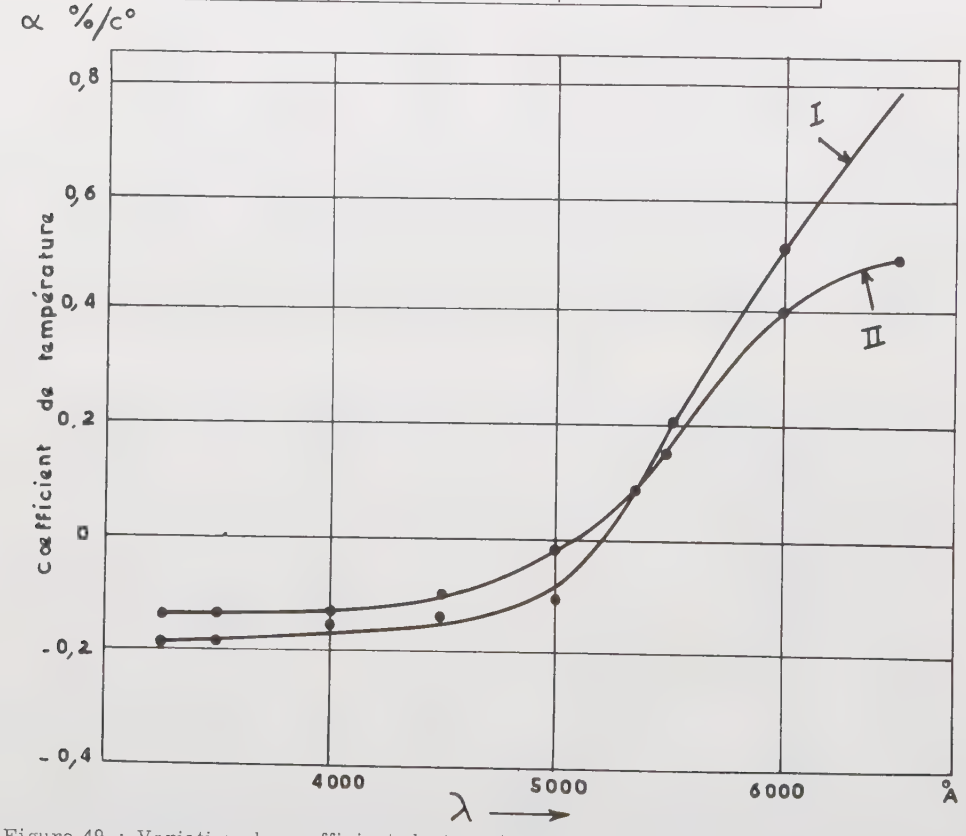

Figure 49 : Variation du coefficient de température en fonction de λ (53 AVP, 02 n° 13 169)

I - entre + 20 et + 55°C II - entre + 20 et - 25°C

Couche Cs_3Sb.

La figure 49 présente la variation de α en fonction de λ pour ces deux intervalles de température. Dans la région bleue (λ < 5 000 Å) α est négatif et varie assez peu avec la température (0,08 %/°C). Dans la région rouge du spectre (λ > 5 000 Å) α devient positif et sa variation avec la longueur d'onde et avec la température est importante.

Pour bien mettre en évidence la variation du coefficient de température α nous avons également tracé les courbes donnant $\frac{\sigma_t}{\sigma_{20°c}}$ en fonction de la température pour plusieurs longueurs d'ondes (tableau XIV et figure 50).

TABLEAU XIV

Variation de $\frac{\sigma_t}{\sigma_{20}}$ en fonction de λ pour 53 AVP 02

λ (Å)	σ_t/σ_{20}		
	55°C	0°C	- 25°C
3 250	0,940	1,02	1,060
4 000	0,952	1,032	1,062
4 500	0,957	1,017	1,045
5 000	0,962	1,007	1,972
6 000	1,117	0,900	0,812
6 500	1,280	0,944	0,80

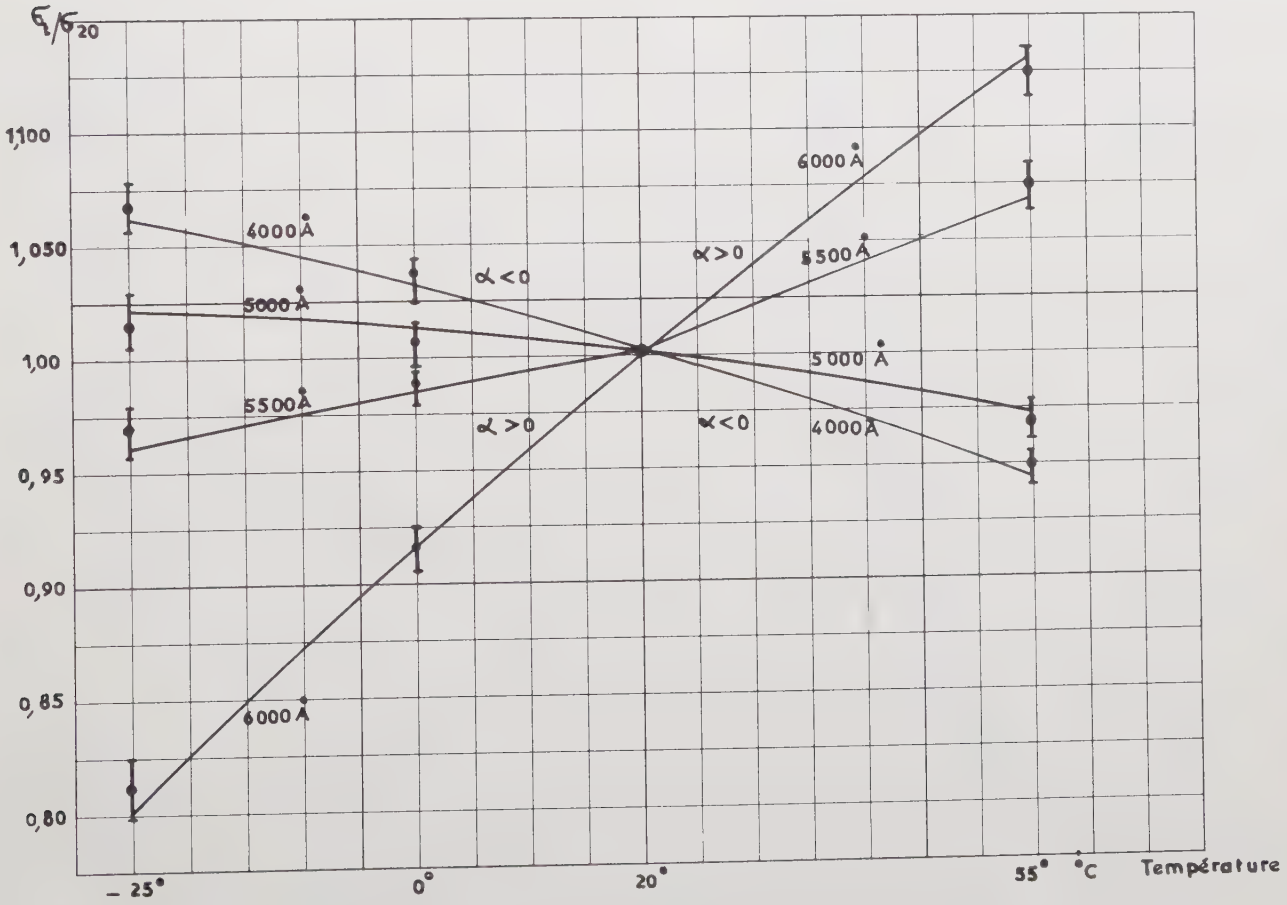

Figure 50 : Variation de $\frac{\sigma_t}{\sigma_{20}}$ en fonction de la température (53 AVP, 02 n° 13 169). Couche Cs_3Sb.

Sur la figure 50 la variation de la sensibilité pour une longueur d'onde donnée est presque linéaire. Cependant la pente de cette courbe est négative et faible pour les courtes longueurs d'ondes. Le point d'inversion se situe aux environs de 5 200 Å, ce qui avait déjà été observé sur les courbes des figures 45, 46 et 47.

Les coefficients de température, qui sont proportionnels aux pentes observées, vont donc dans le même sens.

Le tableau XV présente les courants d'obscurité observés pour une polarisation de V = 75 Volts.

Une interprétation générale des résultats obtenus sur l'ensemble des couches Cs_3Sb sera faite au paragraphe IV.2.4.

TABLEAU XV

Courants d'obscurité (53 AVP 02) à différentes températures

Température (°C)	I (nA)
- 25	< 0,001
20	0,1
55	3,6

IV.2.2 - Photomultiplicateur 6097 EMI

Les résultats sont présentés de la même manière que précédemment.

Pour le tube n° 3 708, le tableau XVI donne les sensibilités relatives normalisées à 100 pour la plus forte valeur et la figure 51, les mêmes résultats sous forme de courbes, le nombre 100 correspondant à σ_{PK} = 49,7 mA/W (pour λ = 4 750 Å et t = 0°C).

TABLEAU XVI

Sensibilité relative du tube EMI 6097 3 708

λ (Å)	Température en °C			
	55	20	0	-25
3 250	35,7	39,9	41,8	43,4
3 500	70,2	75,5	78,5	80,4
3 750	81,3	86,2	88,0	89,0
4 000	82,5	86,6	88,6	89,6
4 250	86,7	89,9	92,3	93,2
4 500	90,3	92,7	95,0	95,6
4 750	94,5	98,5	100	98,9
5 000	92,2	95,2	96,5	94,8
5 250	82,0	83,2	83,4	81,4
5 500	64,3	62,4	61,9	60,0
5 750	42,1	40,3	36,3	32,8
6 000	17,2	12,8	11,5	9,0
6 500	2,4	1,8	1,5	1,3
7 000	0,2	0,11	0,08	0,07

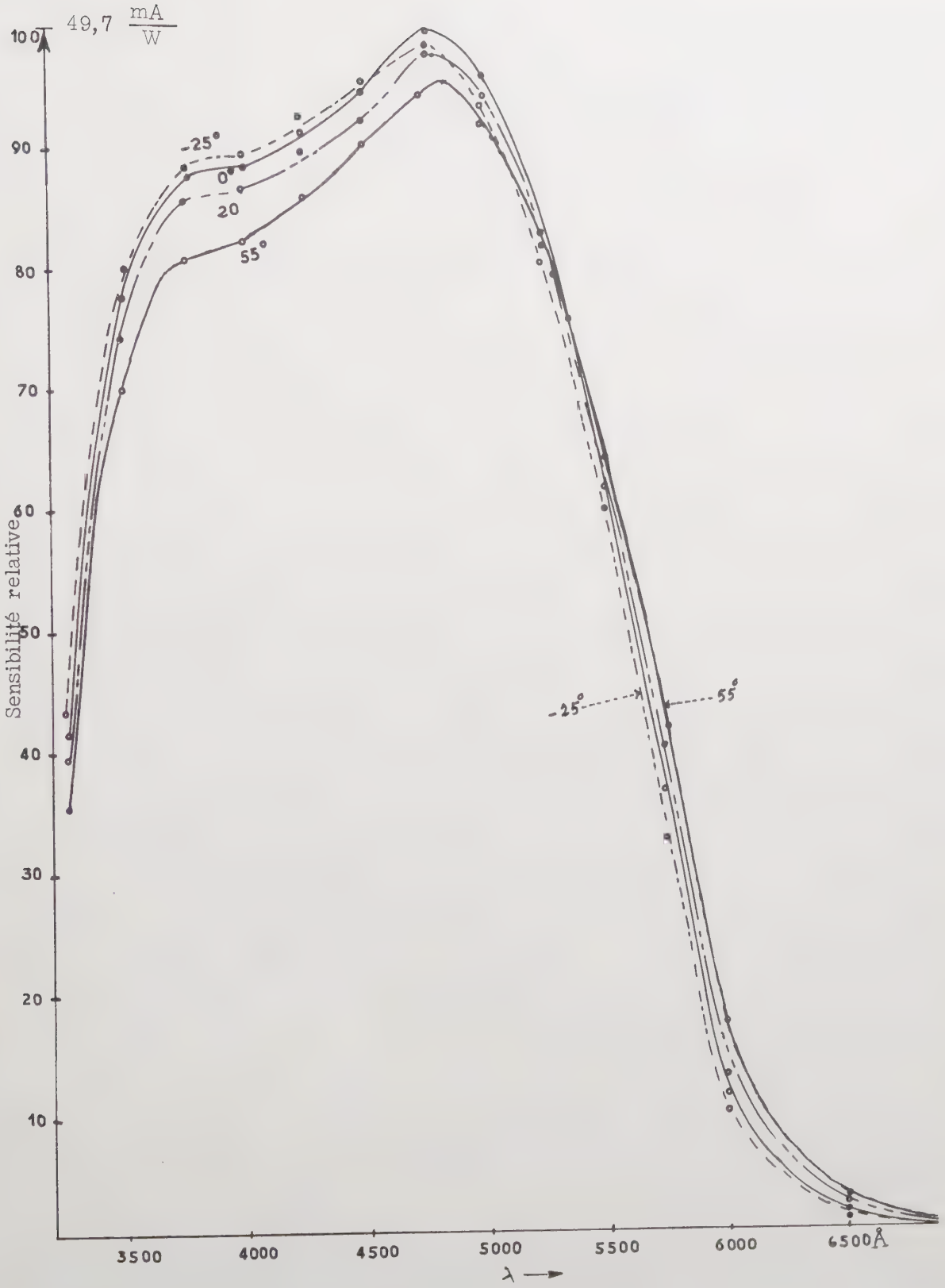

Figure 51 : Effet de la température sur la réponse spectrale (EMI 6 097 n° 3 708) . Couche Cs_3Sb.

Ces courbes sont assez semblables à celles observées avec les photomultiplicateurs DARIO 53 AVP 02, à cette différence près que la décroissance de sensibilité de 4750 Å à 4000 Å est très faible pour le tube EMI.

La variation de la sensibilité avec la température est analogue à celle des tubes 53 AVP 02 : l'inversion du coefficient de température se produit vers 5250 Å sauf pour la température de - 25°C pour laquelle elle a lieu vers 4500 Å.

Nous avons également étudié la variation du coefficient de température moyen (tableau XVII et figure 52) dans les intervalles de + 20 à - 25°C et de + 20° à + 55°C. Les résultats sont voisins

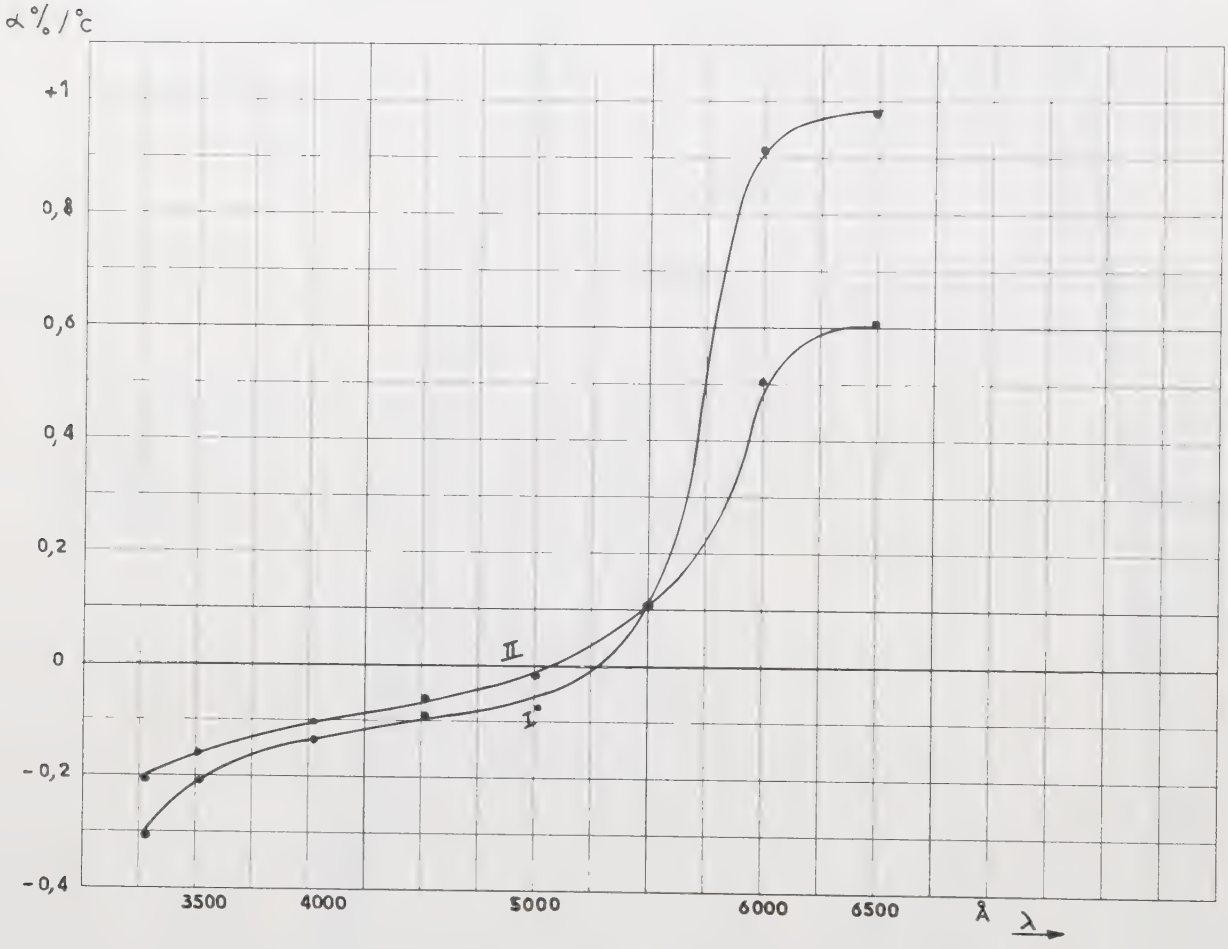

Figure 52 : Variation du coefficient de température en fonction de λ EMI 6097 n° 3708.

I - entre + 20° et + 55°C
II - entre + 20° et - 25°C

Couche Cs_3Sb.

de ceux des 53 AVP 02 : le point d'inversion du coefficient de température se déplace légèrement vers les grandes longueurs d'onde lorsque la température croît ; d'autre part la valeur absolue du coefficient de température augmente avec celle-ci (sauf entre 5100 et 5500 Å).

Ceci est mis en évidence sur la figure 53 qui donne la variation $\frac{\sigma_t}{\sigma_{20}}$ en fonction de la température pour quelques longueurs d'onde. Le coefficient de température est proportionnel à la pente de ces courbes. On observe une augmentation de la pente en valeur absolue lorsque la température croît.

TABLEAU XVII

Variation de α en fonction de λ pour le tube EMI 6097

λ (Å)	α en %/°C	
	de 20 à 55°C	de 20 à – 25°C
3 250	– 0,30	– 0,20
3 500	– 0,20	– 0,15
4 000	– 0,13	– 0,10
4 500	– 0,07	– 0,07
5 000	– 0,09	– 0,01
5 500	+ 0,10	+ 0,10
6 000	+ 0,90	+ 0,50
6 500	+ 0,96	+ 0,60

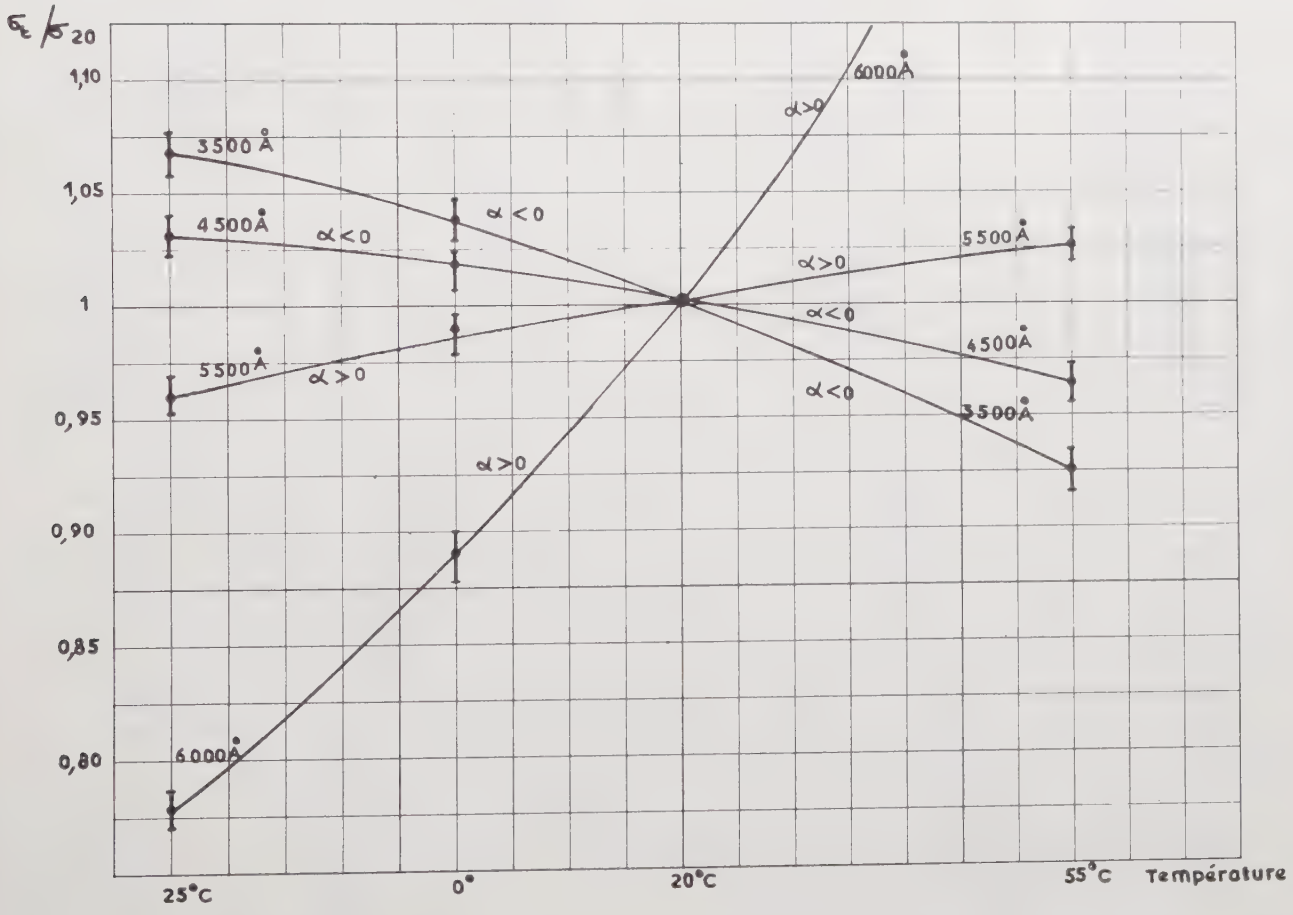

Figure 53 : Variation de $\frac{\sigma_t}{\sigma_{20}}$ en fonction de la température (EMI 6 097 n° 3 708). Couche Cs_3Sb.

Les figures 54 et 55 représentent les courbes de sensibilité spectrale des deux autres tubes 6 097 EMI essayés (n° 5394 et 3458). Elles sont peu différentes de celles obtenues pour le premier. Cependant, les courbes correspondant à 20, 0 et – 25°C se coupent au voisinage de 4 500 Å, tandis que la dernière (+ 55°C) coupe les trois premières vers 5 250 Å.

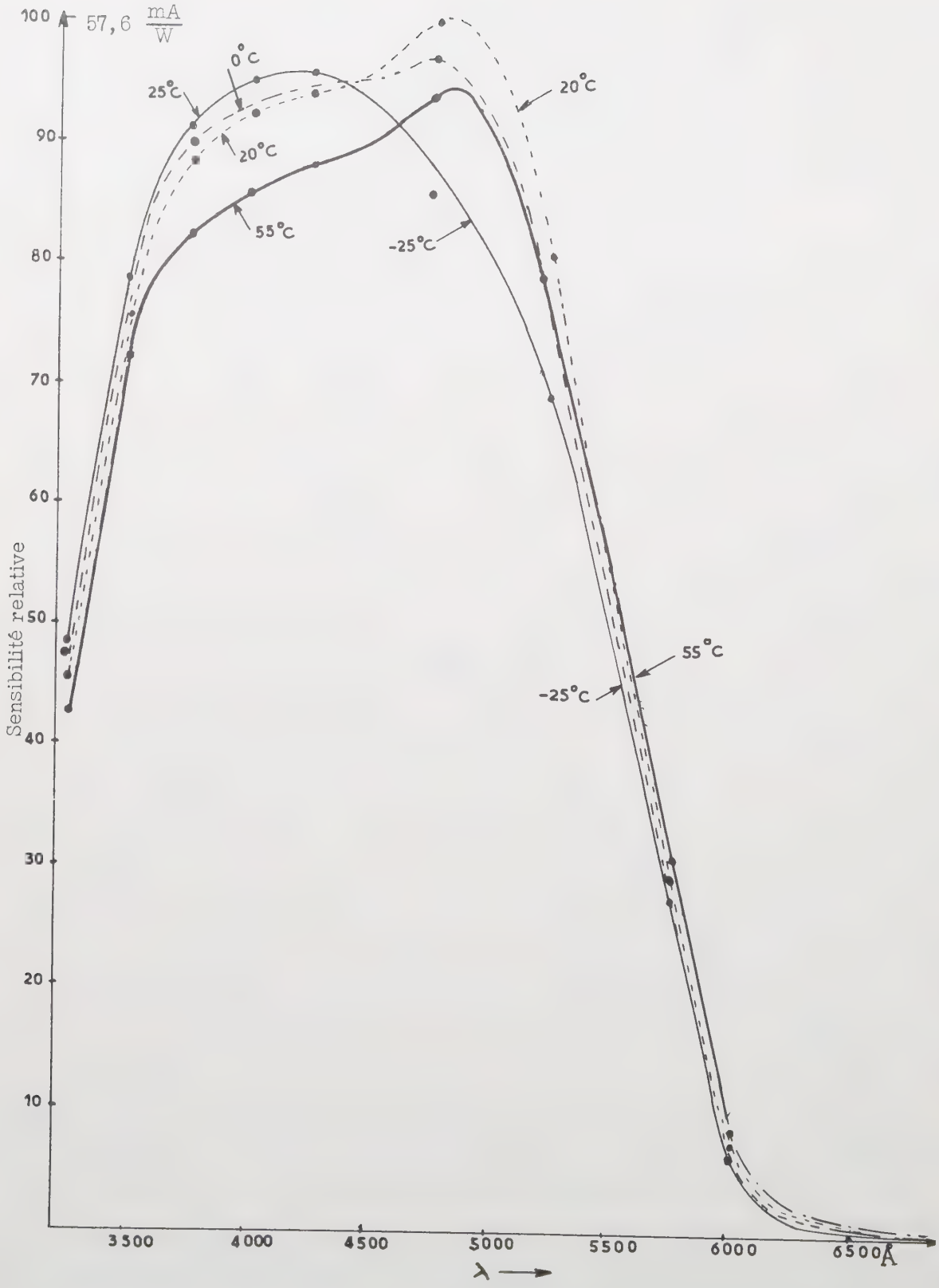

Figure 54 : Effet de la température sur la réponse spectrale (EMI 6 097 n° 5 394). Couche Cs_3Sb.

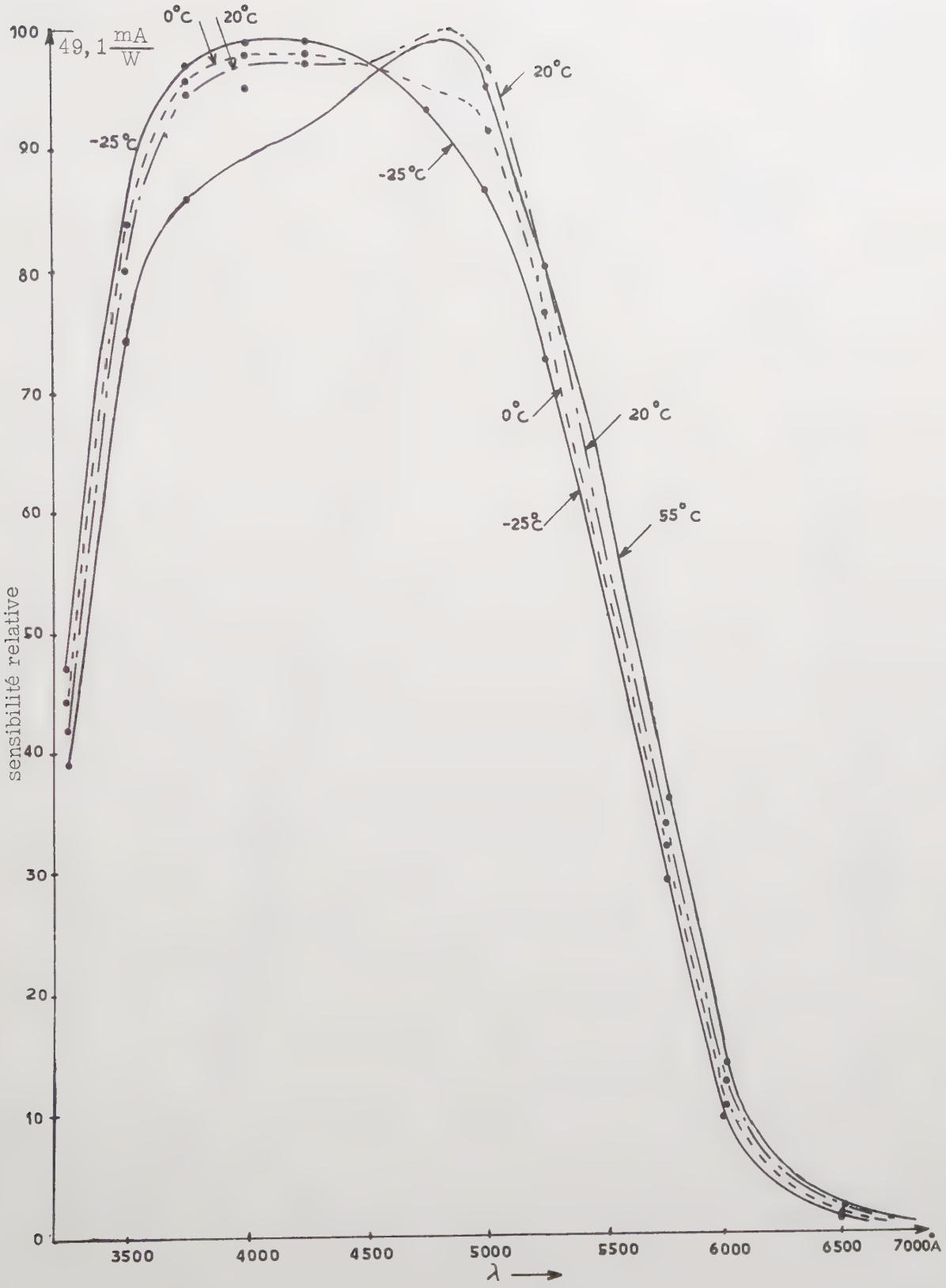

Figure 55 : Effet de la température sur la réponse spectrale (EMI 6 097 n° 3 458). Couche Cs_3Sb.

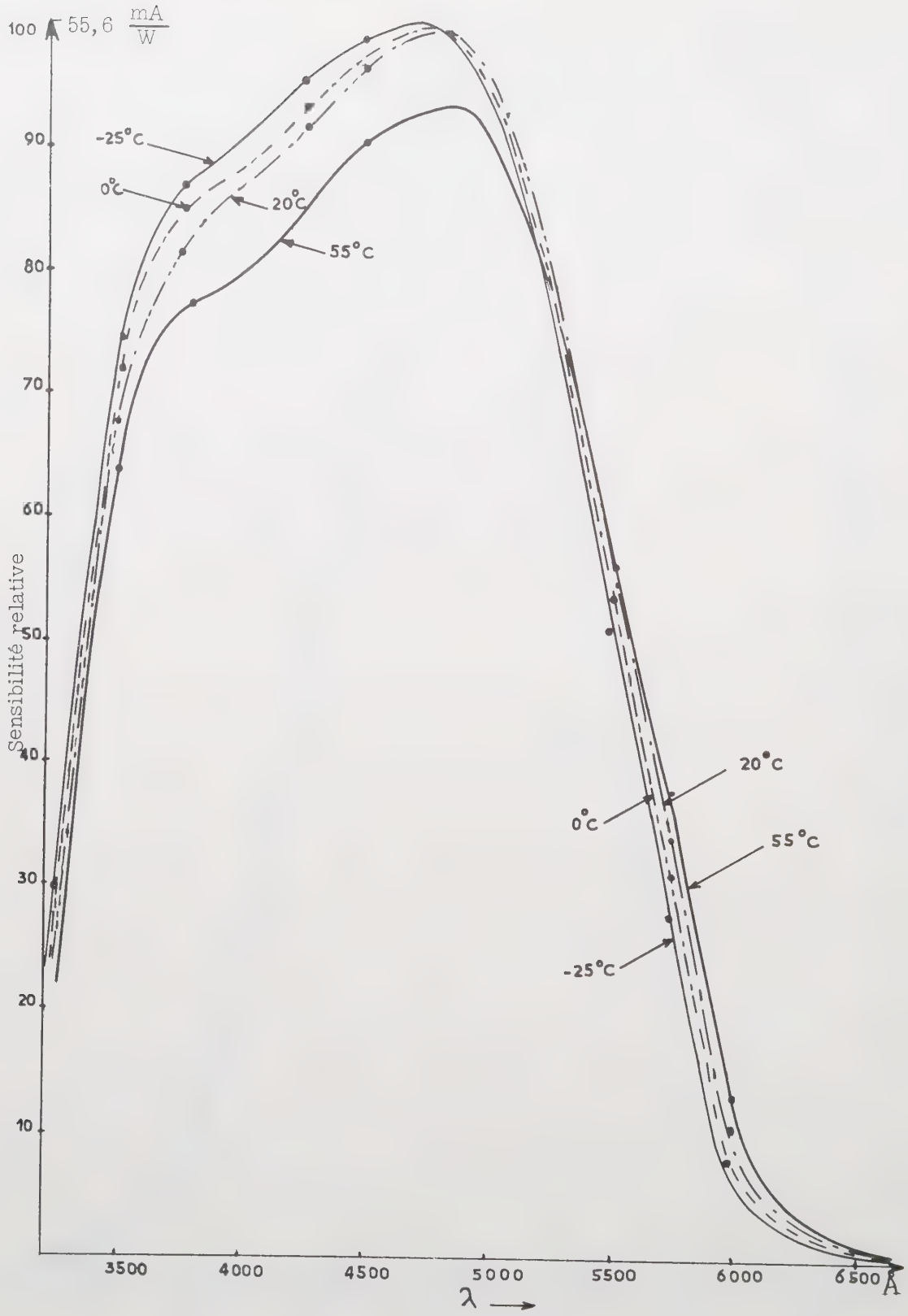

Figure 56 : Sensibilité (relative) en fonction de la température (RCA 8 053 n° 18 218). Couche Cs_3Sb.

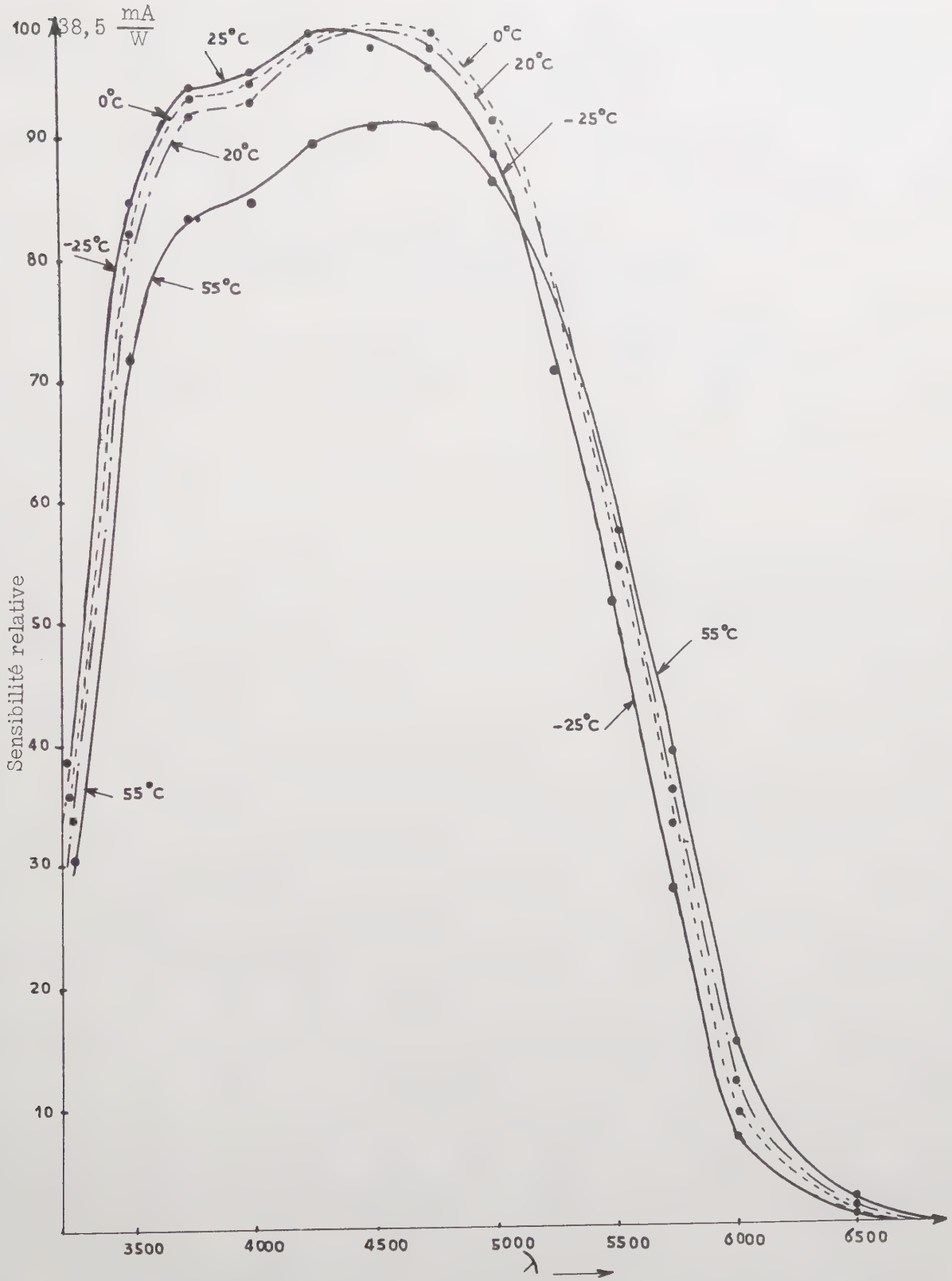

Figure 57 : Effet de la température sur la réponse spectrale (RCA 8 053 n° F 17 439). Couche Cs_3Sb.

De plus, vers 4 000 Å, les courbes de sensibilité à basse température (0 et - 25°C) ont une forme différente. Cette anomalie peut être attribuée à un effet de variation de résistance électrique de la couche et de la sous couche métallique déposée entre la fenêtre de verre et la photocathode. Ceci sera développé dans la discussion générale concernant l'ensemble des photocathodes Cs_3Sb essayées.

Le tableau XVIII donne les valeurs moyennes du courant d'obscurité pour ces photocathodes (V_c = 75 V).

TABLEAU XVIII

Courants d'obscurité moyen des tubes EMI 6 097

Température (°C)	I_o (nA)
- 25	<0,001
0	0,3
+ 20	1
+ 55	2,6

IV.2.3 - Photomultiplicateurs 8 053 RCA

Les mesures ont porté sur deux photocathodes (figures 56 et 57). L'influence de la température est analogue à celle observée sur les tubes DARIO et EMI. Lorsque la température passe de - 25°C à + 55°C le maximum des courbes se déplace de 4 750 à 4 850 Å.

Dans le tableau XIX sont rassemblées les valeurs moyennes des coefficients de température.

TABLEAU XIX

Variation de α en fonction de λ (RCA 8053)

λ (Å)	α en %/°C	
	de 20° à 55°C	de 20° à - 25°C
3 250	- 0,40	- 0,37
3 500	- 0,23	- 0,15
4 000	- 0,20	- 0,08
4 500	- 0,18	- 0,04
5 500	+ 0,05	+ 0,22
6 000	+ 1,13	+ 0,70

On a également représenté la variation en fonction de la température de $\frac{\sigma^t}{\sigma_{20}}$ pour plusieurs longueurs d'ondes (figure 58). L'étude des pentes de ces courbes conduit à la même remarque que pour les tubes d'autre origine : le coefficient de température α augmente en valeur absolue avec la température.

L'inversion de signe du coefficient de température se produit vers 5 000 Å.

Nous avons aussi étudié le rendement quantique en fonction de l'énergie des photons incidents pour + 55° et - 25°C (figure 59) : sa variation est semblable à celle observée sur les tubes 53 AVP 02.

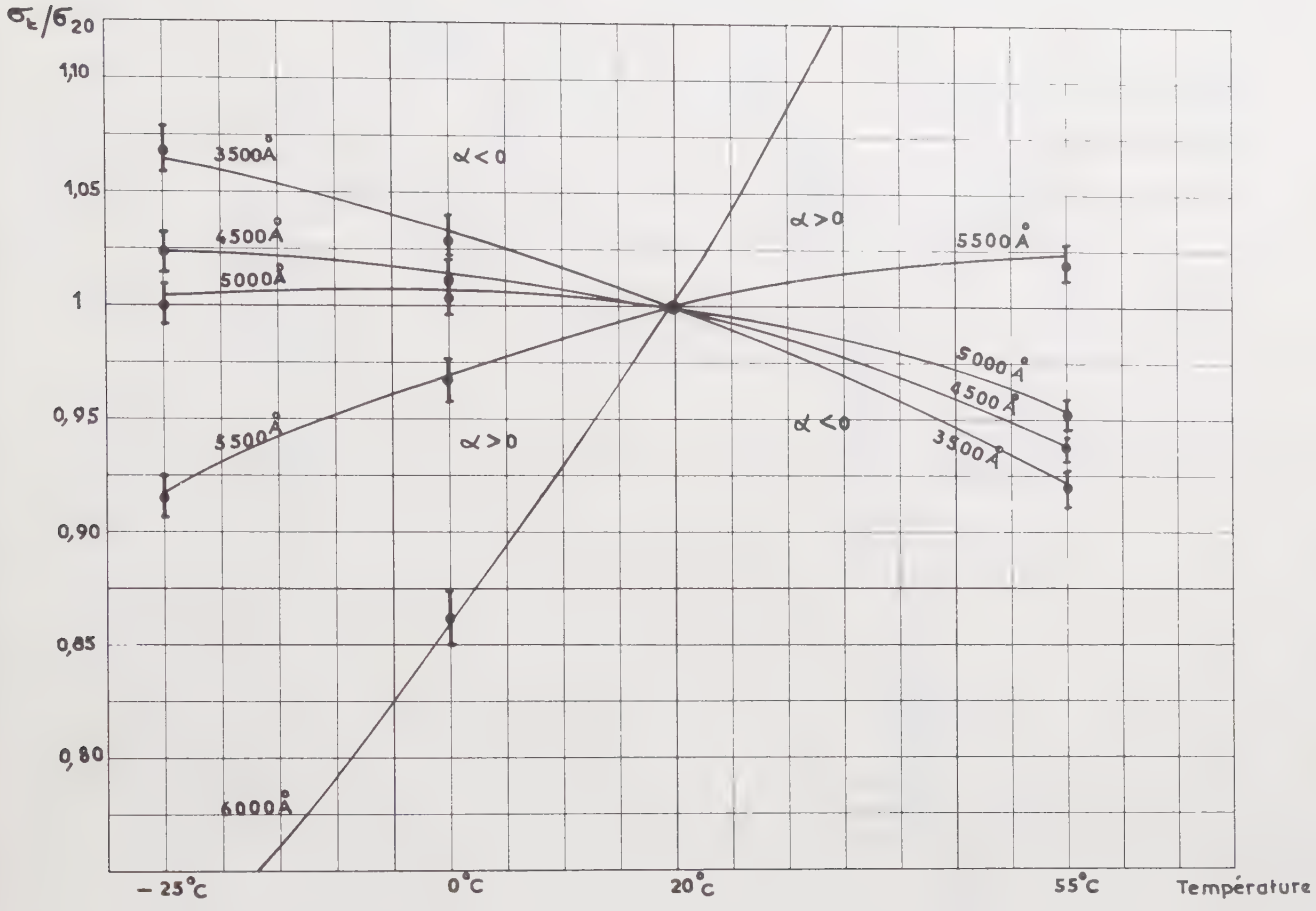

Figure 58 : Variation de $\frac{\sigma_t}{\sigma_{20}}$ en fonction de la température (RCA 8053 n° 15218). Couche Cs_3Sb.

Le tableau XX indique les courants d'obscurité moyens relevés sur les photocathodes de ces tubes (V_c = 75 Volts).

TABLEAU XX

Courant d'obscurité (RCA 8053) V_c = 75 Volts

Température °C	I_o (nA)
- 25	< 0,001
+ 20	0,38
+ 55	2,3

IV.2.4 - Discussion sur les photocathodes Cs_3Sb (S 11)

Dans les sous chapitres précédents, nous avons exposé et mis sous forme exploitable l'ensemble des mesures faites sur 8 tubes de trois origines différentes : DARIO - EMI - RCA.

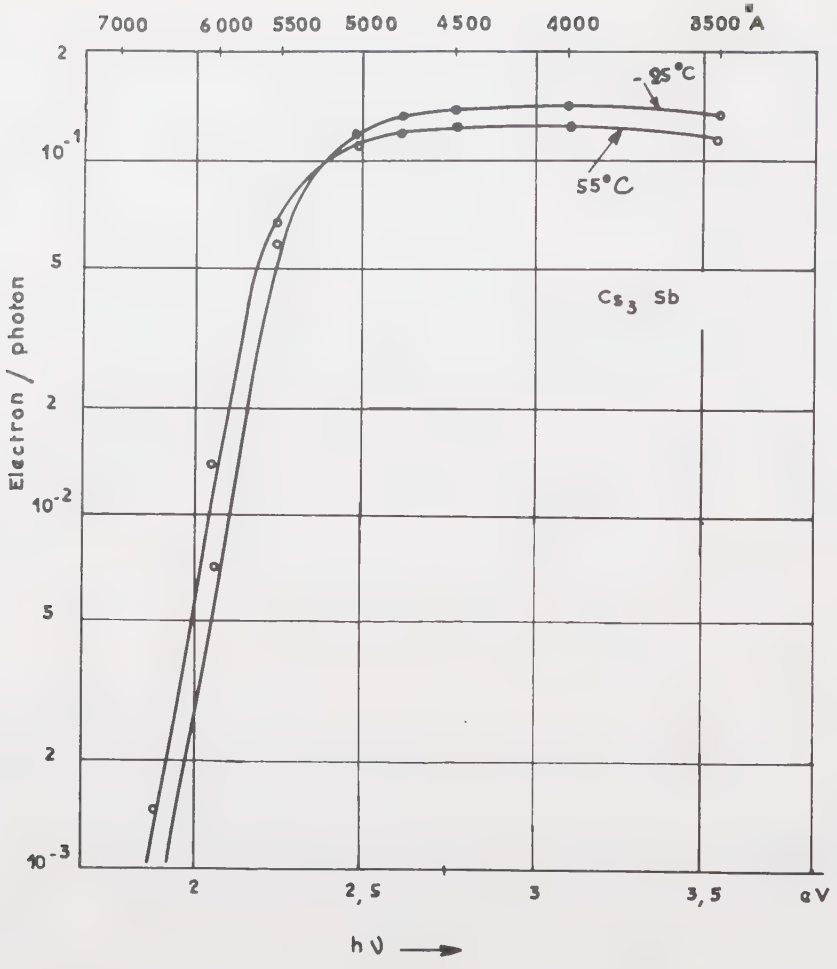

Figure 59 : Effet de la température sur le rendement quantique spectral de la photocathode de tube R.C.A. 8 053 n° 18 218. Couche Cs_3Sb.

Nous allons maintenant discuter de ces résultats et essayer de les interpréter.

IV.2.4.1 - Allure des courbes de sensibilité

Afin d'avoir une vue d'ensemble sur les différentes courbes de sensibilité relevées, nous avons rassemblé les plus typiques sur la figure 60 en les normalisant à leur valeur maximum (à t = + 20°C).

Toutes ces courbes ont la même allure caractéristique des couches Cs_3Sb :

a) Au-dessus de 6 000 Å, elles présentent une concavité tournée vers le haut, pour tendre ensuite asymptotiquement vers l'axe des longueurs d'onde. Cette partie de la courbe de sensibilité est particulièrement bien mise en évidence sur la figure 60.

b) De 6 000 à 5 000 Å, la sensibilité augmente rapidement et d'une façon quasi-linéaire :

D'après la formule du rendement quantique au voisinage du seuil (voir II.2.3) on a

$$Y \sim (h\nu - h\nu_o)$$

D'autre part nous avons montré (III.3.4) que la sensibilité

$$\sigma \sim Y \cdot \lambda$$

On peut donc écrire

$$\sigma \sim (h\nu - h\nu_o)$$

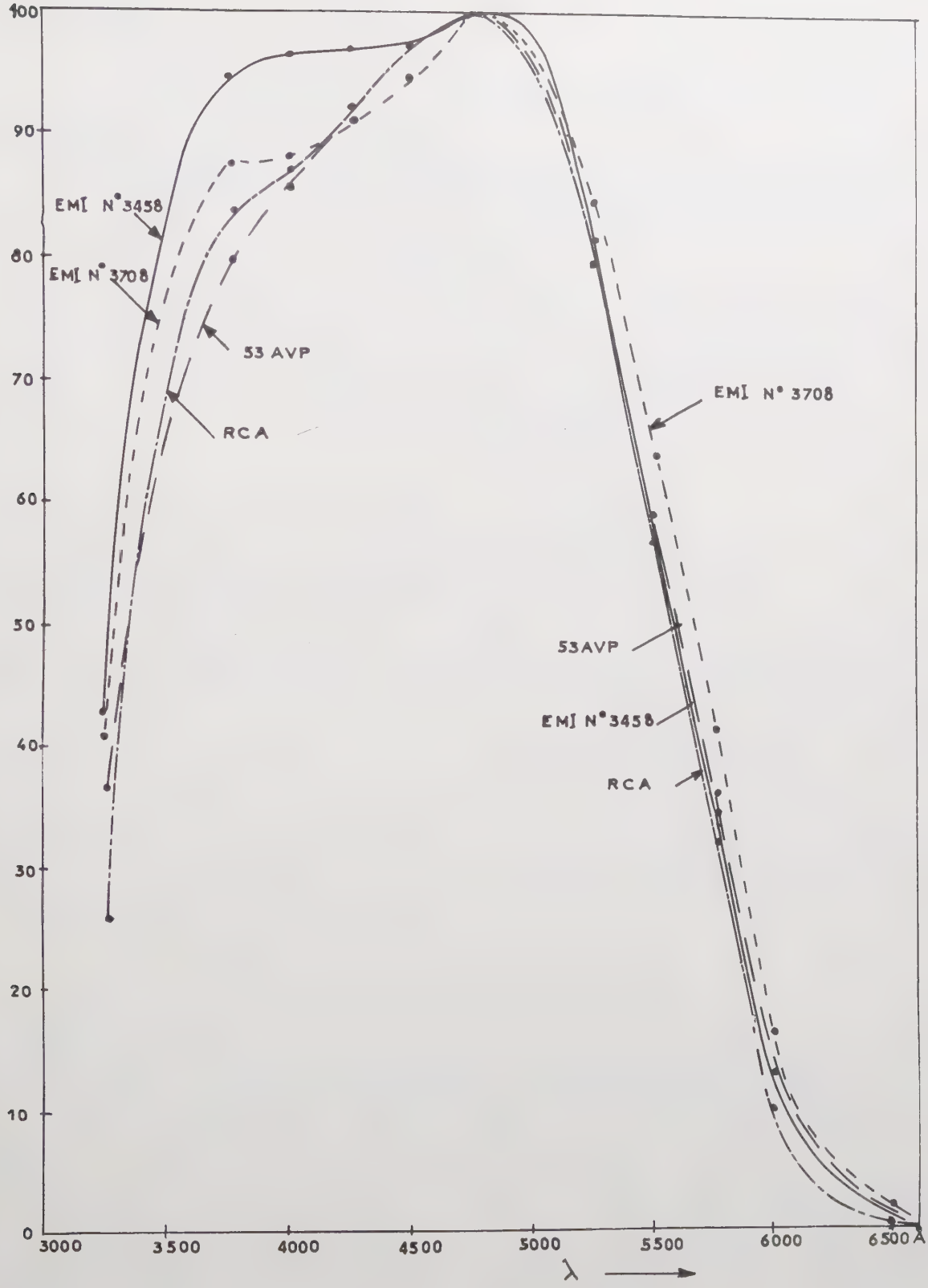

Figure 60 : Sensibilité spectrale de photocathode normalisée par le point maximum pour 4 tubes à t = 20°C - ($SbCs_3$).

où

$$\sigma \sim \frac{hc}{\lambda_o} \ (\lambda_o - \lambda)$$

La variation de σ est linéaire en fonction de λ et sa pente est négative et proportionnelle à la valeur $\frac{hc}{\lambda_o}$.

c) De 4750 à 3750 Å, on constate une décroissance de la sensibilité qui peut être due à la variation du coefficient d'absorption optique avec la longueur d'onde (I.3.4).

Cette décroissance peut être caractérisée par un coefficient

$$b = \frac{\sigma_{4750} - \sigma_{3750}}{\sigma_{4750}}$$

représentant la pente moyenne entre ces deux longueurs d'onde pour t = 20°C.

Les résultats trouvés sont :

Type du tube	b
EMI 6097 n° 3708	0,12
EMI 6097 n° 3458	0,05
RCA 8053	0,16
DARIO 53 AVP 02	0,20

La valeur de b varie d'un tube à l'autre. En particulier le tube EMI n° 3458 présente une pente très faible. Cet écart peut être dû à une différence dans la technique de fabrication des couches photoémissives.

d) En dessous de 3750 Å, la sensibilité décroît rapidement par suite de la diminution de transparence du verre formant la fenêtre.

IV.2.4.2 - Influence de la température

Pour toutes les couches étudiées nous avons trouvé un coefficient de température négatif aux courtes longueurs d'onde et positif pour les grandes longueurs d'onde.

Par ailleurs, l'augmentation de la température déplace vers le rouge les courbes de sensibilité spectrale.

L'ensemble de ces résultats se trouve rassemblé dans le tableau XXI.

TABLEAU XXI

Résultats essentiels des couches S 11 ($SbCs_3$)

Modèles	%/°C (moyen)		λ (Å) à - 25°C	Sensibilité maximum relative	Variation de sensibilité de - 25°C à + 55°C		Déplacement de pics en Å de -25°C + 55°C
	λ < 5000 Å	λ > 5000 Å			à λ = 4500 Å	à λ = 6000 Å	
53 AVP 02 n° 13169	- 0,15	+ 0,50	4750	100	- 8,4 %	+ 27 %	+ 125 ± 40
EMI 6097 n° 3708	- 0,15	+ 0,60	4750	88	- 5,5 %	+ 42 %	+ 100 ± 40
RCA 8053 n° F 18218	- 0,25	+ 0,60	4740	99	- 8 %	+ 51 %	+ 100 ± 40

En schématisant, pour les trois modèles de tubes, lorsque la température passe de - 25 à + 55°C, on constate :

a) A 4500 Å, une diminution de sensibilité de 5 à 8 %,

b) A 6000 Å, une augmentation de sensibilité de 27 à 51 %,

c) Le coefficient moyen de température est dans la région bleue de - 0,15 à - 0,25 %/°C et dans la région rouge de + 0,5 à 0,6 %/°C.

Pour certaines photocathodes, la variation de la température entraîne une déformation des courbes de sensibilité. De ce point de vue, on peut classer les photocathodes en deux groupes :

- 1er groupe : les trois PM DARIO, les deux PM RCA et le PM EMI n° 3708.
- 2ème groupe : les PM EMI 3458 et 3594.

Dans le premier groupe, la variation de la température n'entraîne pas de changement dans l'allure générale des courbes de sensibilité. Au contraire dans le second groupe lorsque la température baisse on observe une déformation importante.

Le point d'inversion du coefficient de température est situé pour le premier groupe vers 5250 Å tandis que pour le second groupe il est moins bien défini, soit entre 4750 et 5250 Å.

Nos résultats sur le comportement en température des couches Cs_3Sb sont cohérents avec ceux de travaux antérieurs :

F.E. KINARD [45] pour les photocathodes de RCA 5819 a trouvé une diminution d'efficacité de 40 % et un coefficient de température négatif = - 0,7 %/° C.

LAUSTRIAT et COCHE [46] ont annoncé que pour $\lambda < 5000$ Å la température n'a pratiquement aucun effet sur la photocathode et qu'à partir de cette limite on trouve un coefficient positif. Toutefois pour $\lambda < 5000$ Å nos résultats ne sont pas en accord avec ceux de ces auteurs.

A. MEESSEN [42] pour les tubes RCA 5819 a trouvé un coefficient négatif de - 0,4 %/°C (pour $\lambda < 5000$ A) et un coefficient positif pour $\lambda > 5000$ Å.

MURRAY et MANNING [43] ont annoncé que la sensibilité augmente vers le bleu quand la température décroît, mais en dessous de - 70°C les réponses tendent vers zéro (à cause de l'augmentation de résistance des couches utilisées).

Pour les photocathodes 53 AVP nos résultats sont en accord avec ceux de L. TREGUER et al. [44].

IV.2.4.3 - Interprétation des résultats

D'après les considérations présentées en (I.3) sur les propriétés des couches utilisées, on constate une bonne corrélation entre les courbes d'absorption et l'émission photoélectrique correspondante. Dans la région bleue du spectre on constate une haute sensibilité photoélectrique et une forte absorption optique. La formule du coefficient d'absorption (I.3.4)

$$\alpha = \alpha_o \, (h\nu - h\nu_o)^{m+2} \qquad \text{(où m varie de } \frac{1}{2} \text{ à 2)}$$

confirme bien cette propriété. Par conséquent on peut admettre dans cette région de longueur d'onde un effet de volume dans lequel la photoexcitation se produit normalement avec les électrons de la bande de valence. Mais au voisinage du seuil photoélectrique dont l'absorption est très faible, la sensibilité décroît rapidement et on peut admettre un effet de surface, c'est-à-dire que la photoexcitation a lieu pour des électrons qui proviennent du voisinage de la surface géométrique de la couche.

Ajoutons que d'après les courbes de variation de α en fonction de la longueur d'onde, nous avons trouvé dans la région des courtes longueurs d'onde un coefficient de température négatif variant peu avec la longueur d'onde (effet de volume). Dans la région des grandes longueurs d'onde le coefficient de température est positif et varie rapidement avec la longueur d'onde (effet de surface).

Pour bien préciser, nous considérons trois régions dans les courbes de sensibilité spectrale :

1/ Dans la région $\lambda > 6\,000$ Å les courbes de sensibilité présentent une courbure concave et deviennent petit à petit asymptotes à l'axe des longueurs d'onde.

Dans cette région nous avons considéré un effet de surface. En effet quand la température croît, le niveau de Fermi se rapproche du niveau de vide (II.2.1) : le travail de sortie diminue et la sensibilité augmente, donc on a un coefficient de température positif.

Ces résultats sont analogues à ceux prévus pour les photocathodes métalliques, par la théorie de FOWLER et DUBRIDGE, dans l'hypothèse d'un effet photoélectrique de surface (I.2.2).

L'augmentation rapide de α dans cette région peut être due à :

- la variation de niveau de Fermi,

- l'effet de l'impureté, et la variation de la largeur de la bande interdite.

Nous allons maintenant parler de ces effets :

- L'effet de l'impureté au voisinage du seuil photoélectrique est considérable, en effet quand la température croît, le niveau d'impureté (type p) situé au-dessus de la bande de valence peut donner lieu à une forme favorable de la bande de surface courbée (I.3.3). Les travaux de SPICER confirment bien cette hypothèse (figure 16).

- Comme nous l'avons indiqué (II.2.3) la largeur de la bande interdite varie avec la température :

$$E'_g = E_g - CT \qquad \text{où} \qquad C \approx 10^{-4}\ \text{eV/deg.}$$

au voisinage du seuil photoélectrique le rendement quantique est :

$$Y \sim h\nu - h\nu_o \qquad \text{et} \qquad h\nu_o = E'_g$$

d'où

$$h\nu_o = E_g - CT$$

donc quand la température croît le seuil se déplace vers les faibles énergies. Et le rendement quantique nous donne :

$$Y \sim h\nu - (E_g - CT)$$

On constate que Y croît avec la température, ce qui est compatible avec les résultats de nos expériences dans cette région.

2/ Dans la région où $\lambda < 5\,000$ Å, nous avons parlé d'un effet de volume. L'énergie thermique du réseau cristallin, dans lequel le photoélectron se déplace, a une action importante :

Quand la température croît le libre parcours moyen des photoélectrons diminue. En effet d'après les formules théoriques et les résultats expérimentaux en (II.2.4) le libre parcours est une fonction décroissante de la température ; tandis que l'absorption optique reste pratiquement invariable ; par suite la probabilité de sortie diminue, donc on a un coefficient de température négatif. D'autre part, comme nous l'avons indiqué (II.2.5), l'expérience montre que la résistance de la couche dans l'épaisseur diminue quand la température croît [47], donc apparamment nous avons deux effets antagonistes. Les résultats de nos expériences montrent que jusqu'à - 25°C l'effet de l'agitation thermique est prépondérant. Dans cette région la valeur faible du coefficient de température, qui ne varie pas beaucoup, avec la longueur d'onde, est imputable à cet antagonisme.

- Sur les courbes de $\frac{\sigma^t}{\sigma_{20}}$ en fonction de la température, tracées pour les trois modèles du photomultiplicateur, on constate que dans la région des basses températures, les courbes correspondantes aux petites longueurs d'onde ont une courbure semblable et convexe ; ce qui nous montre une tendance à arriver à un maximum. Ces maxima sont trouvés par MURRAY et MANNING [43] pour RCA 2020 vers - 60°C.

En effet, la courbure convexes des courbes indique que l'effet de résistance croît plus vite avec la température que celui de libre parcours moyen.

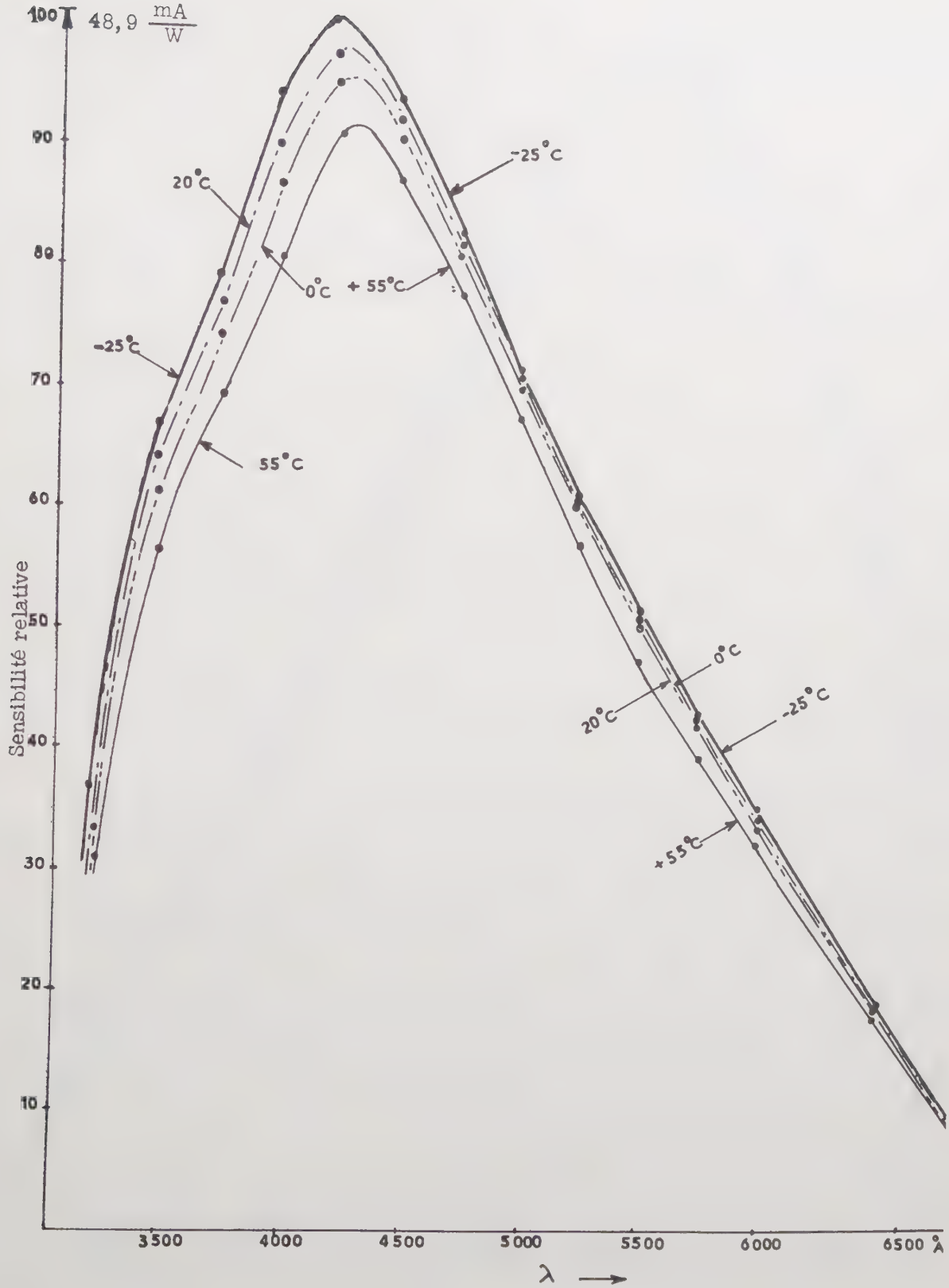

Figure 61 : Effet de la température sur la réponse spectrale (EMI 9 558 n° 5 208). Couche $SbNa_2K$ [Cs].

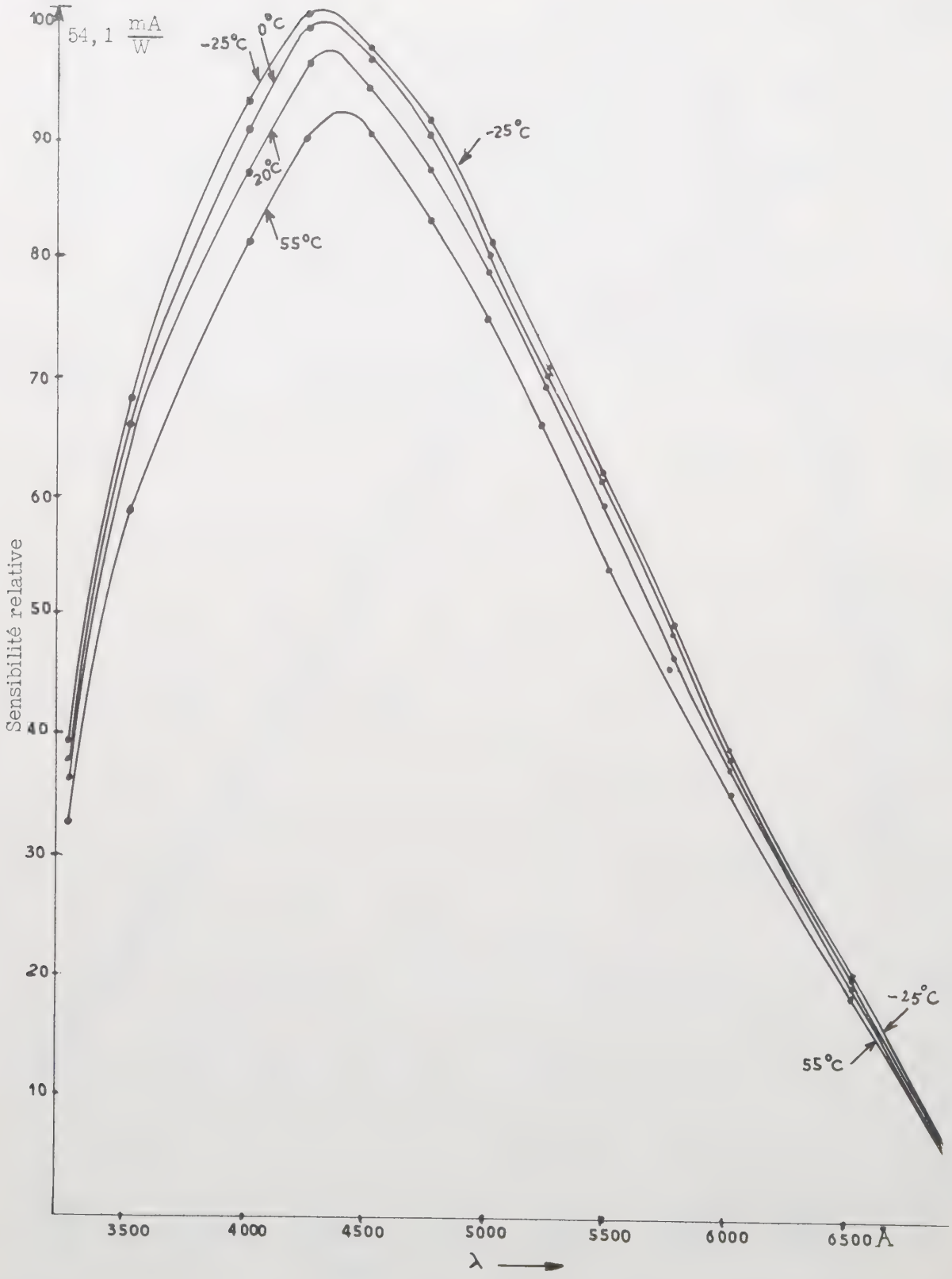

Figure 62 : Effet de la température sur la réponse spectrale (EMI 9 558 n° 5 050). Couche $SbNa_2K$ [Cs].

3/ Dans la région 6 000 > λ > 5 000 Å on constate que la sensibilité commence à croître rapidement (commencement de l'effet de volume). En effet, dans cette région nous avons participation des effets de volume et de surface dans l'effet photoélectrique. Et comme la valeur du coefficient de température total α_t est positif on prévoit que dans cette région la variation de la sensibilité en fonction de la température pour l'effet de surface est prépondérant à celui de l'effet de volume.

Supposons σ_t égal à la sensibilité totale à 20° donc :

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_v$$

où

σ_s : la sensibilité due à l'effet de surface.

σ_v : la sensibilité due à l'effet de volume.

La variation de sensibilité pour une augmentation de + 1°C de température nous donne facilement

$$\Delta\sigma_t = \alpha_s \sigma_s + \alpha_v \sigma_v$$

Donc $\Delta\sigma_t$ est la somme de la variation des effets de surface et de volume pour 1°C.

Mais comme

$$\alpha_s > 0 \qquad \text{et} \qquad \alpha_v < 0$$

donc

$$\alpha_s \sigma_s > 0 \qquad \text{et} \qquad \alpha_v \sigma_v < 0$$

A partir de 6 000 Å quand la longueur d'onde augmente la valeur $|\alpha_s \sigma_s|$ diminue et la valeur $|\alpha_v \sigma_v|$ croît ; pour λ environ de 5 250 Å, on a

$$|\alpha_v \sigma_v| = |\alpha_s \sigma_s|$$

et on arrive à un point d'inversion pour les courbes de sensibilité.

De 5 250 Å jusqu'à 5 000 Å l'effet de surface devient très faible et la majorité des électrons seront libérés par effet photoélectrique de volume.

IV.3 - ETUDE DES PHOTOCATHODE TRIALCALINES (type S 20) Sb Na_2K [Cs]

IV.3.1 - Photomultiplicateur EMI 9558

Deux tubes de ce type furent essayés.

Le tableau XXII indique pour le tube n° 5208 les sensibilités relatives normalisées à 100 pour la valeur maximum. Les courbes de sensibilité spectrales pour diverses températures sont portées sur les figures 61 et 62.

L'allure de ces courbes est voisine de celles des couches SbCs avec cependant une sensibilité plus grande et s'étendant davantage dans le rouge. Le seuil de sensibilité défini comme celui où la sensibilité est de 1/100 du maximum se trouve vers 8 000 Å.

Comme nous l'avons indiqué en (I.3.5), la largeur de la bande interdite pour ces couches est plus faible que pour le Cs_3Sb : environ 1 eV contre 1,6 eV ; par conséquent, le rendement photoélectrique est plus élevé (voir I.3.1 et figure 19).

La longueur d'onde du maximum de sensibilité se trouve placée aux environs de 4 250 Å.

En dessous de 6 500 Å, la sensibilité augmente rapidement mais avec une pente moins grande que pour le Cs_3Sb, et de 4 250 à 3 500 Å, elle décroît. Dans ces deux régions, il y a corrélation entre la sensibilité spectrale et l'absorption optique de la couche.

En dessous de 3 500 Å, la courbe de sensibilité décroît très vite par suite de l'absorption optique de la fenêtre.

- En ce qui concerne l'influence de la température, on constate que le coefficient de température est négatif dans toute l'étendue spectrale considérée (voir tableau XIII et figure 63) et que sa variation avec la longueur d'onde est faible.

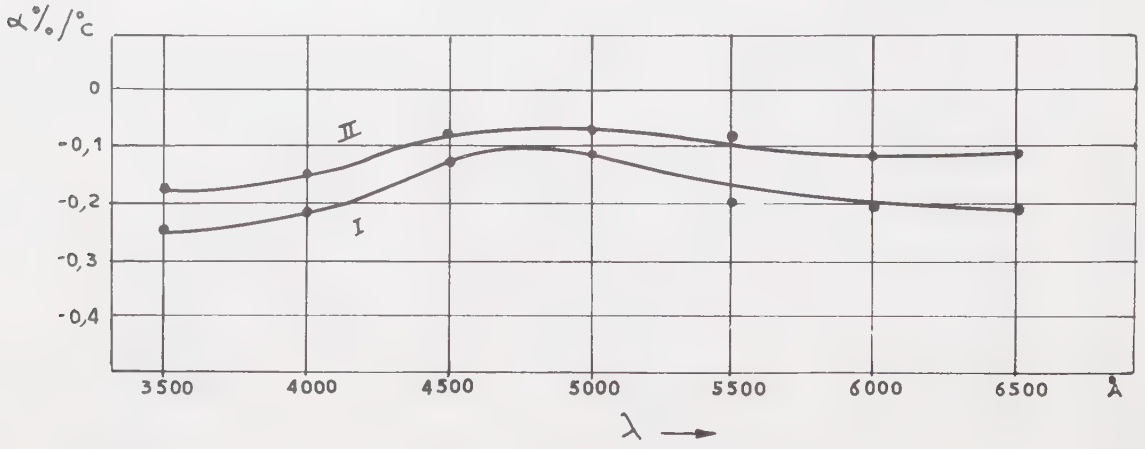

Figure 63 : Variation du coéfficient de température en fonction de λ pour EMI 9 558.

I - entre + 20° et + 55°C
II - entre + 20° et - 25°C

Couche $SbNa_2K$ [Cs].

TABLEAU XXII

Sensibilité relative du tube EMI 9 558 n° 5 208

λ (Å)	Température en °C			
	+ 55	+ 20	0	- 25
3 250	33,2	36,7	38,1	39,7
3 500	56,7	62,0	64,6	67,3
3 750	68,0	74,3	76,6	79,5
4 000	80,0	87,1	90,6	93,7
4 250	91,1	95,1	95,4	100
4 500	85,8	90,4	92,1	93,6
4 750	77,2	80,3	82,1	82,9
5 000	66,9	69,3	71,0	71,4
5 250	55,8	57,9	59,0	59,6
5 500	46,0	50,6	51,7	52,4
5 750	39,1	41,0	41,9	42,9
6 000	30,5	32,8	33,9	34,7
6 500	17,1	17,6	18,4	18,6
7 000	2,85	3,0	3,04	2,97

TABLEAU XXIII

Variation de α en fonction de γ pour EMI 9 558

λ (Å)	α en %/°C	
	+ 20 à + 55°C	+ 20 à - 25°C
3 500	- 0,25	- 0,17
4 000	- 0,22	- 0,16
4 500	- 0,12	- 0,08
5 000	- 0,11	- 0,07
5 500	- 0,20	- 0,07
6 000	- 0,20	- 0,12
6 500	- 0,22	- 0,13

De plus, le parallélisme des courbes I et II de la figure 64 montre que la variation du coefficient de température α avec la température est à peu près constante dans toute l'étendue du spectre.

Le rendement quantique spectral pour t = + 55°C et t = - 25°C est présenté sur la figure 65 . Au fur et à mesure que λ croît, l'écart entre les deux courbes diminue. On trouve un seuil photoélectrique d'environ $h\nu_0$ = 1,7 eV.

La figure 64 indique la variation de $\frac{\sigma_t}{\sigma_{20}}$ en fonction de la température pour plusieurs longueurs d'onde. Ces résultats sont en accord avec ceux des tubes trialcalins RCA 7261 [43].

La pente des courbes pour toutes les longueurs d'onde et de - 25°C à + 55°C est toujours négative (coefficient de température α négatif). La courbure des courbes, en particulier dans la région des basses températures, confirme bien un effet de volume, déjà indiqué pour les couches Cs_3Sb dans la région des courtes longueurs d'onde.

Le courant d'obscurité pour ces tubes est très faible : de l'ordre de 2.10^{-12} A.

IV.3.2 - Photomultiplicateur DARIO XP 1002

Les résultats des deux tubes de ce modèle sont voisins (figures 66 et 67).

Le maximum de sensibilité se trouve aux environs de 3 750 Å alors que pour les 9 558, il était situé vers 4250 Å.

Au contraire des tubes 9 558, les tubes XP 1 002 présentent un point d'inversion du coefficient de température α vers 6 000 Å : en dessous de 6 000 Å, α est négatif (de l'ordre de - 0,05 %°C) ; au-dessus de 6 500 Å, α est positif avec inversion entre deux. (Voir le tableau XXIV).

TABLEAU XXIV

Variation de α en fonction de λ pour XP 1 002

λ (Å)	α en %/°C	
	de 20°C à 55°C	de 20°C à -25°C
3 500	- 0,08	- 0,06
4 000	- 0,05	- 0,05
4 500	- 0,05	- 0,05
5 000	- 0,04	- 0,03
5 500	- 0,02	- 0,03
6 000	- 0,01	- 0

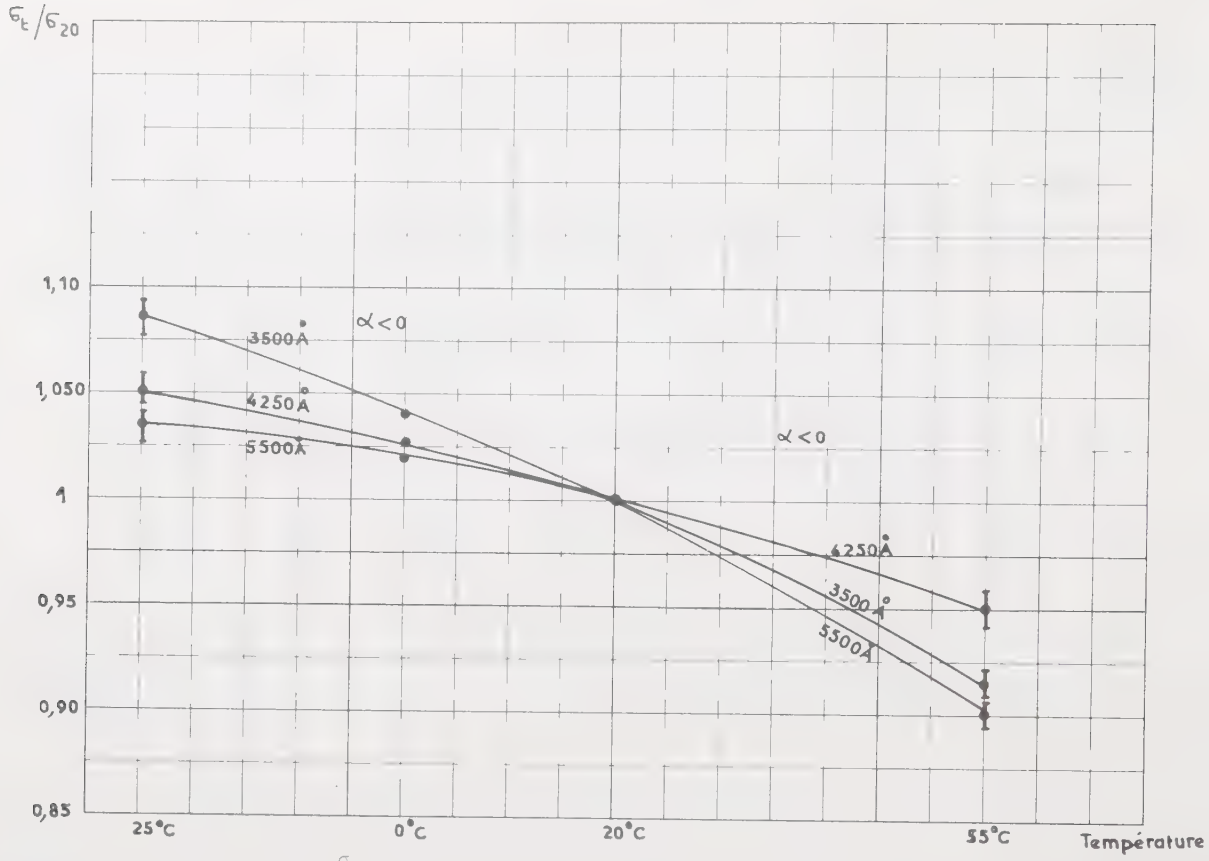

Figure 64 : Variation de $\frac{\sigma_t}{\sigma_{20}}$ en fonction de la température. EMI 9 558 n° 5208. Couche $SbNa_2K$ [Cs].

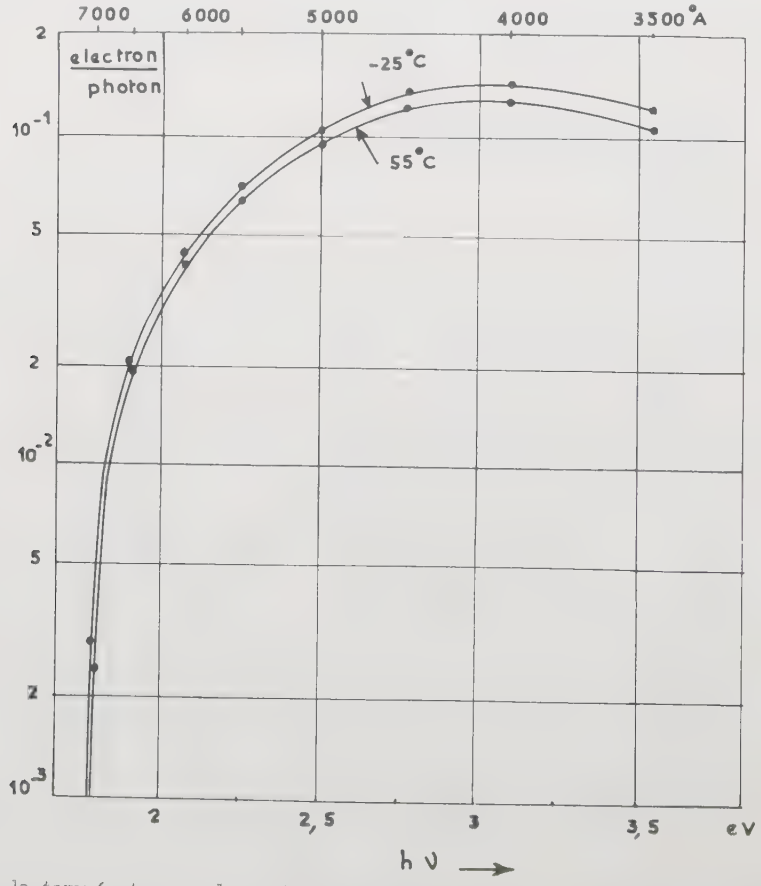

Figure 65 : Effet de la température sur le rendement quantique spectral de la PK (EMI 9 558 n° 5 50). Couche $SbNa_2K$ [Cs].

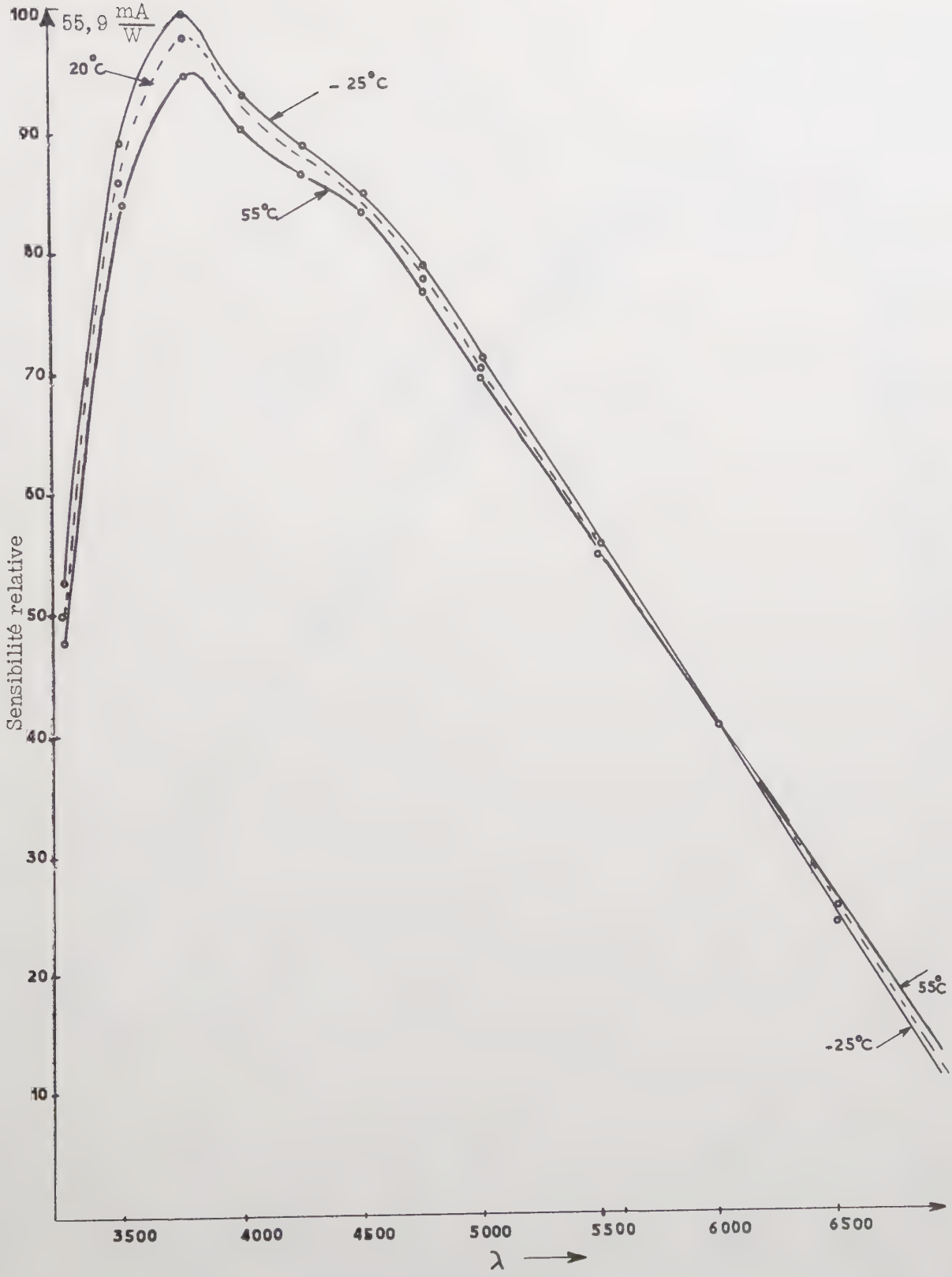

Figure 66 : Effet de la température sur la réponse spectrale (XP 1 002 n° 2 061). Couche $SbNa_2K$ [Cs].

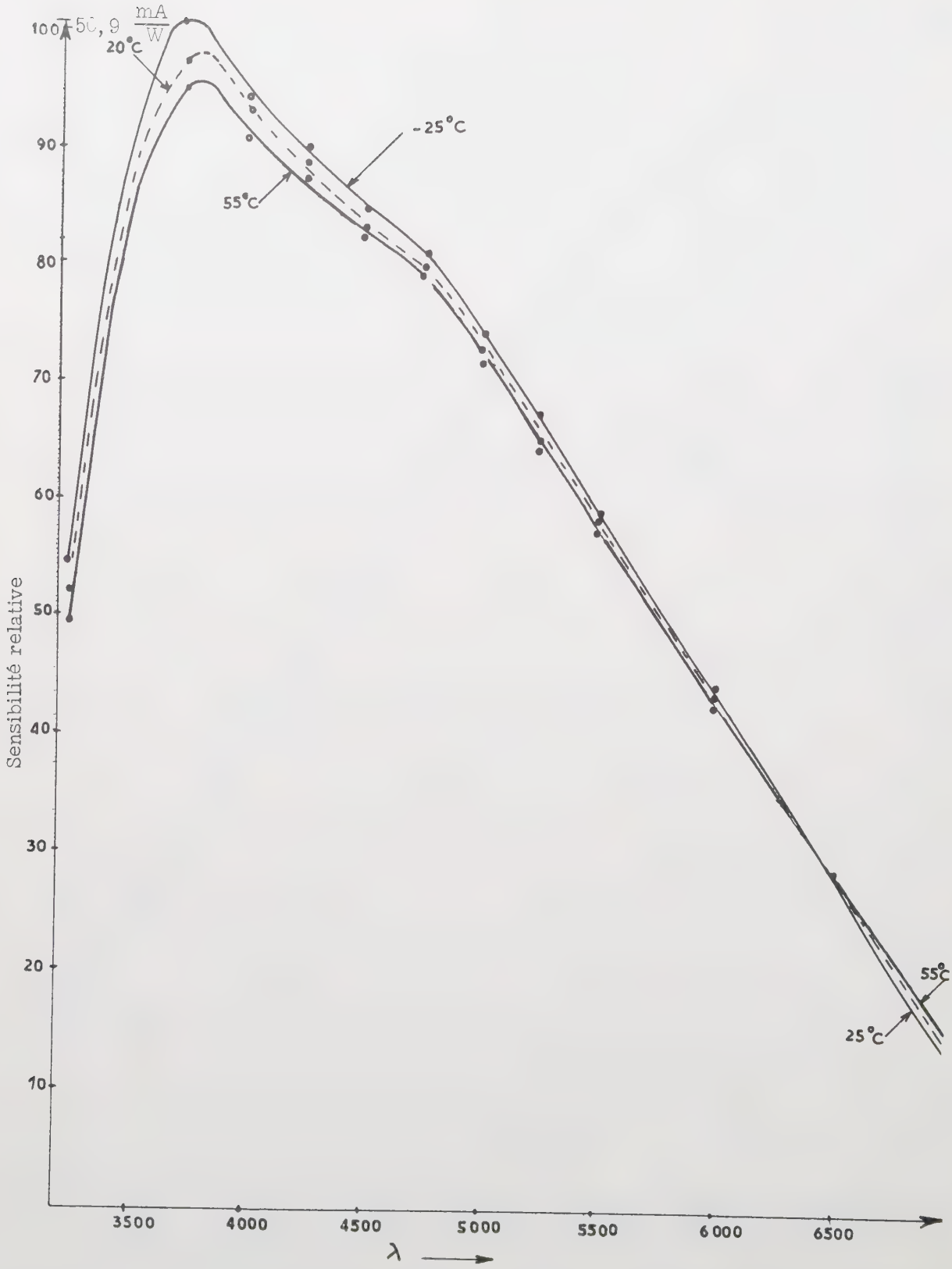

Figure 67 : Effet de la température sur la réponse spectrale (XP 1 002 n° 2 060). Couche $SbNa_2K$ [Cs].

Une comparaison détaillée de ces deux modèles aura lieu dans la discussion au sous-chapitre suivant.

Enfin, les courants d'obscurité observés pour V_c = 75 V sont rassemblés dans le talbeau XXV.

TABLEAU XXV

Courants d'obscurité pour un tube XP 1 002 avec V = 75 Volts

Température °C	Courant d'obscurité (nA)
- 25	0,001
+ 55	0,035

IV.3.3 - Discussion sur les couches trialcalines

Nous venons donc d'exposer les résultats des mesures effectuées sur 4 tubes à photocathodes trialcalines : deux tubes 9 558 EMI et deux tubes XP 1 002 DARIO.

Leur comparaison permet de dégager les constatations suivantes :

a) Les couches trialcalines présentent un maximum de sensibilité élevé (voir ENGSTROM [38] et SOMMER [48]).

b) Ce maximum de sensibilité se trouve situé à 4 250 Å pour les tubes EMI tandis que pour les tubes DARIO il est vers 3 750 Å.

c) Les couches trialcalines ont un large domaine de sensibilité spectrale et leur seuil photoélectrique est d'environ 1,7 eV (d'après SOMMER il pourrait dépasser 1,5 eV).

Les tubes XP 1 002 ont une sensibilité qui s'étend de 200 à 400 Å plus loin dans le rouge que les tubes 9 558 EMI.

d) La variation de sensibilité de - 25 à + 55°C pour les tubes EMI et DARIO est respectivement de - 15 et - 5,8 % à 3 500 Å et de - 6 et - 3 % à 5 000 Å.

e) La forme essentielle des courbes spectrales n'est pas changée par la température.

f) Pour les tubes EMI, le coefficient de température est négatif dans tout le spectre, tandis qu'on observe, pour les tubes DARIO, comme pour les couches Cs_3Sb, une inversion de α delà de 6 250 Å.

Par ailleurs, le coefficient α est plus faible pour les tubes XP 1 002 : - 0,05 contre - 0,15 %/°C.

g) Le courant d'obscurité des tubes EMI est presque négligeable. Cela nous amènera à une interprétation intéressante (voir : Interprétation des résultats).

Divers auteurs (MURRAY et MANNING [43], ANDREW T. YOUNG [49]) ont étudié l'effet de la température sur les photomultiplicateurs à couches trialcalines à basse température. Ils ont trouvé une variation de la sensibilité anodique allant dans le même sens que celle que nous avons observée sur la photocathode seule.

Le tableau XXVI rassemble les résultats essentiels pour les couches de type S 20 que nous avons étudiées.

Interprétation des résultats

1/ Les couches trialcalines $SbNa_2K$ [Cs] ont une composition stoéchiométrique différente de celle des couches Cs_3Sb. Elles sont caractérisées par une forte absorption optique et un pouvoir réflecteur très faible dû au fait que la largeur de la bande interdite est elle-même faible (1 eV) ; par conséquent dans ces couches, l'effet de volume peut s'étendre jusqu'à environ 6 500 Å et on obtient une sensibilité photoélectrique élevée.

L'interprétation du coefficient de température négatif est à première vue similaire à celle qui a été proposée pour les couches Cs_3Sb dans la même région des courtes longueurs d'onde : effets combinés du libre parcours moyen, de l'agitation thermique et de la résistance électrique.

TABLEAU XXVI

Résultats essentiels des couches de type S 20 (trialcalines)

Modèles	α %/°C (moyen)		λ_m (Å) à − 25°C	Sensibilité maximum relative à − 25°C	Variation de sensibilité de − 25°C à + 55°C		Déplacement des pics en (Å) de − 25°C à + 55°C
	λ < 4 500 Å	λ > 4 500 Å			λ = 3 500 Å	λ = 5 000 Å	
EMI 9 558 N 5208	− 0,20	− 0,15	4 250	96	− 15 %	− 6 %	− 120 ± 40
XP 1 002 2060	− 0,06	− 0,03	3 750	100	− 5,8 %	− 3 %	− 100 ± 40

2/ La comparaison entre les tubes EMI et DARIO fait apparaître que leur sensibilité maximale est du même ordre mais que les tubes XP 1 002 présentent un coefficient de température positif au-dessus de 6 250 Å, ce qui n'est pas observé pour les tubes EMI 9 558. Nous avons donc pour les tubes XP 1 002 un effet de surface au voisinage du seuil, qui est du reste confirmé par l'existence d'un courant d'obscurité beaucoup plus important pour ces tubes que pour les EMI 9 558.

D'après les travaux de SPICER et SOMMER, la couche $SbNa_2K$ [Cs] est un composé de type P (I.3.1). Si l'on ajoute un excès de Cs, l'affinité électronique E_A diminue (I.3.3) et la sensibilité augmente. En effet, au voisinage de la surface, la présence de niveaux donneurs de Cs donne une forme favorable à la courbure de bande et la sensibilité en est augmentée. On peut donc admettre que l'excès de Cs dans les couches des tubes XP 1 002 est plus important que dans les couches des tubes 9 558.

IV.4 - ETUDE DES PHOTOCATHODES BIALCALINES (SbNa K)

Comme nous l'avons indiqué au Chapitre III, la gamme de température de − 25°C à + 150°C a été couverte au moyen de deux techniques de chauffage :

- de − 25 à + 55°C par une circulation d'huile silicone provenant du thermostat SECASI,
- de + 55 − + 150°C par un dispositif à air chaud pulsé.

Le raccordement des deux séries d'expériences à + 55°C a été soigneusement vérifié.

Les deux photomultiplicateurs essayés sont : un ASCOP 543 D et un EMI 9 607, dont les couches photosensibles sont bialcalines (sans césium). D'après SPICER, leur formule serait $Sb\ Na_2K$. L'absence de césium leur procure une propriété interessante qui est de pouvoir être utilisées jusqu'à + 150°C.

IV.4.1 - Photomultiplicateurs ASCOP 543 D

Le tableau XXVII et la figure 68 présentent les courbes de sensibilité spectrale aux diverses températures.

On constate que cette couche est peu sensible : au maximum situé vers 3 500 Å, la sensibilité n'est que de

$$\sigma_{PK} = 14,5 \text{ mA/W} \qquad (- 25°C)$$

Lorsque la température baisse, la sensibilité augmente. On remarque sur le tableau XXVIII que le coefficient de température α est faible dans toute l'étendue du spectre :

$$\alpha < - 0,1 \text{ \%/°C en moyenne.}$$

La figure 69 présente également la variation de $\frac{\sigma_t}{\sigma_{20}}$ pour plusieurs longueurs d'onde ; les pentes négatives des courbes montrent avec plus de précision la variation du coefficient α. On retrouve la courbure convexe indiquant un maximum à basse température comme dans les autres couches.

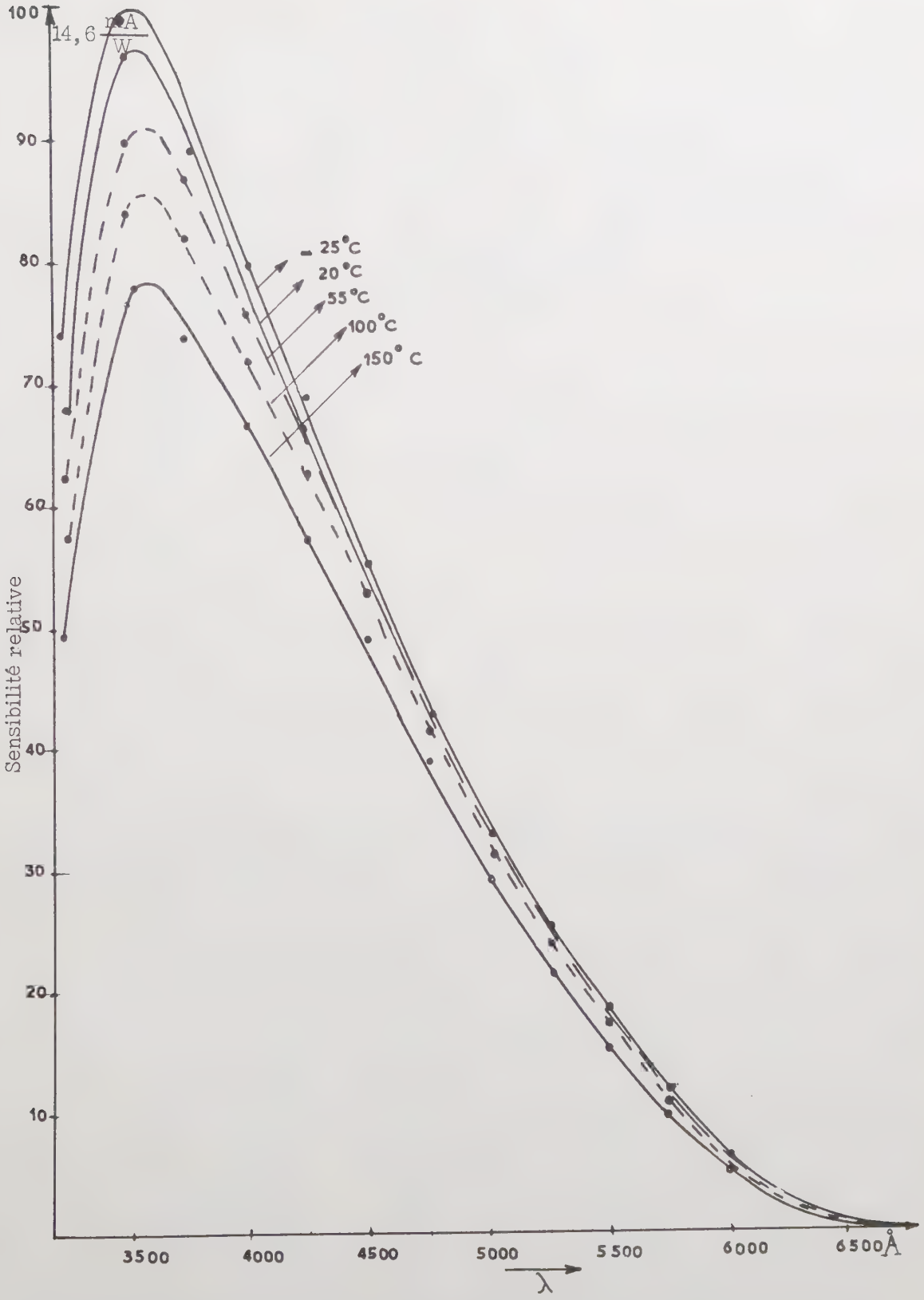

Figure 68 : Effet de la température sur la réponse spectrale (ASCOP 543 D). Couche $SbNa_2K$.

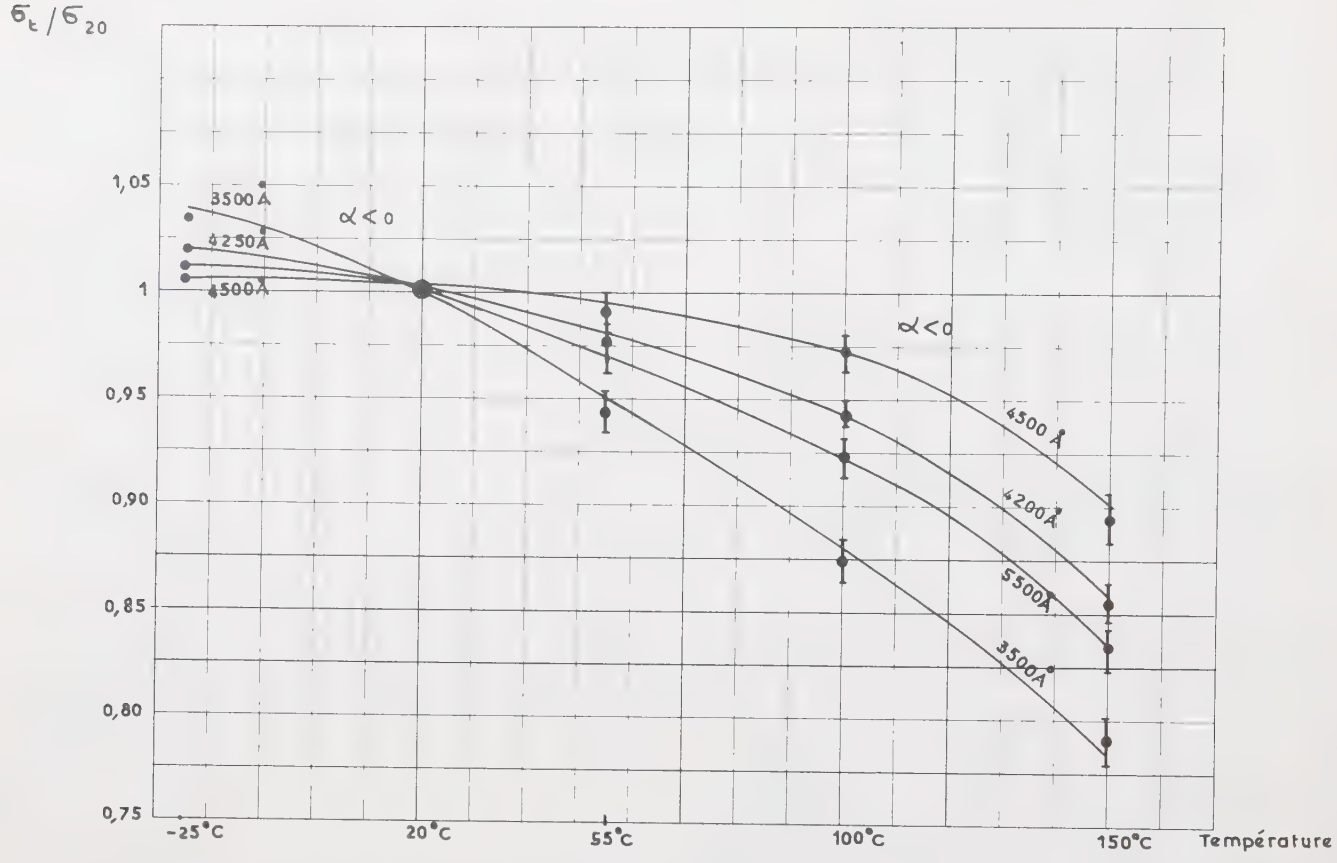

Figure 69 : Variation de $\frac{\sigma_t}{\sigma_{20}}$ en fonction de la température (ASCOP 543 D). Couche $SbNa_2K$.

TABLEAU XXVII

Sensibilité spectrale en valeur relative (ASCOP 543 D)

λ (Å)	à - 25°C	à 20°C	à 55°C	à 100°C	à 150°C
3 250	74,1	67,6	62,5	56,5	48,4
3 500	100	96,8	90,0	84,3	76,7
3 750	92,6	89,1	87,1	80,5	74,1
4 000	79,6	76,1	75,2	72,0	66,5
4 250	69,0	67,7	66,0	63,0	57,4
4 500	55,3	54,9	54,1	53,6	49,0
4 750	43,0	42,7	42,0	41,2	39,0
5 000	32,7	32,2	31,8	31,5	28,4
5 250	25,0	24,5	24,0	23,0	21,5
5 500	18,5	18,5	18,0	17,1	15,4
5 750	11,6	11,7	11,5	11,3	9,7
6 000	6,1	6,5	6,4	6,4	5,3
6 500	0,40	0,6	0,8	0,92	0,93

TABLEAU XXVIII

Variation de α en fonction de λ (ASCOP 543 D)

λ (Å)	α %/°C	
	de 20 à - 25°C	de 20 à 150°C
3 500	- 0,06	- 0,16
4 000	- 0,03	- 0,09
4 500	- 0,02	- 0,08
5 000	- 0,03	- 0,09
5 500	- 0,03	- 0,13
6 000	- 0,03	- 0,13

Les courants d'obscurité moyens sont rassemblés dans le tableau XXIX.

TABLEAU XXIX

Courants d'obscurité (V_c = 75 V)

Température °C	Courant d'obscurité (nA)
< 55	$< 2 \times 10^{-3}$
+ 150	0,4

IV.4.2 - Photomultiplicateur EMI 9607

La figure 70 représente le comportement en température de la sensibilité spectrale de cette couche. La sensibilité maximale correspondante à la valeur relative 100 est :

$$\sigma_{PK} = 37,0 \frac{mA}{W} \quad \text{pour} \quad t = -25°C \quad \text{et} \quad \lambda = 4250 \text{ Å}$$

Les résultats obtenus montrent que l'effet de la température sur cette couche est très important . En refroidissant la photocathode de + 150°C à - 25°C, la sensibilité du pic augmente presque d'un facteur 3 ; on trouve dans toute la région du spectre jusqu'à 6 000 Å un coefficient négatif très élevé (voir le tableau XXX).

TABLEAU XXX

Variation de α en fonction de λ (EMI 9607)		
λ (Å)	α à %/°C	
	de 20 à-25°C	de 20 à 150°C
3 500	- 0,37	- 0,56
4 000	- 0,37	- 0,54
4 500	- 0,23	- 0,45
5 000	- 0,22	- 0,40
5 500	- 0,18	- 0,32
5 750	- 0,16	- 0,17

Pour bien étudier la variation de α en fonction de λ nous avons tracé cette courbe pour deux intervalles de température : de + 20°C à - 25°C et de + 20°C à + 150°C (figure 71).

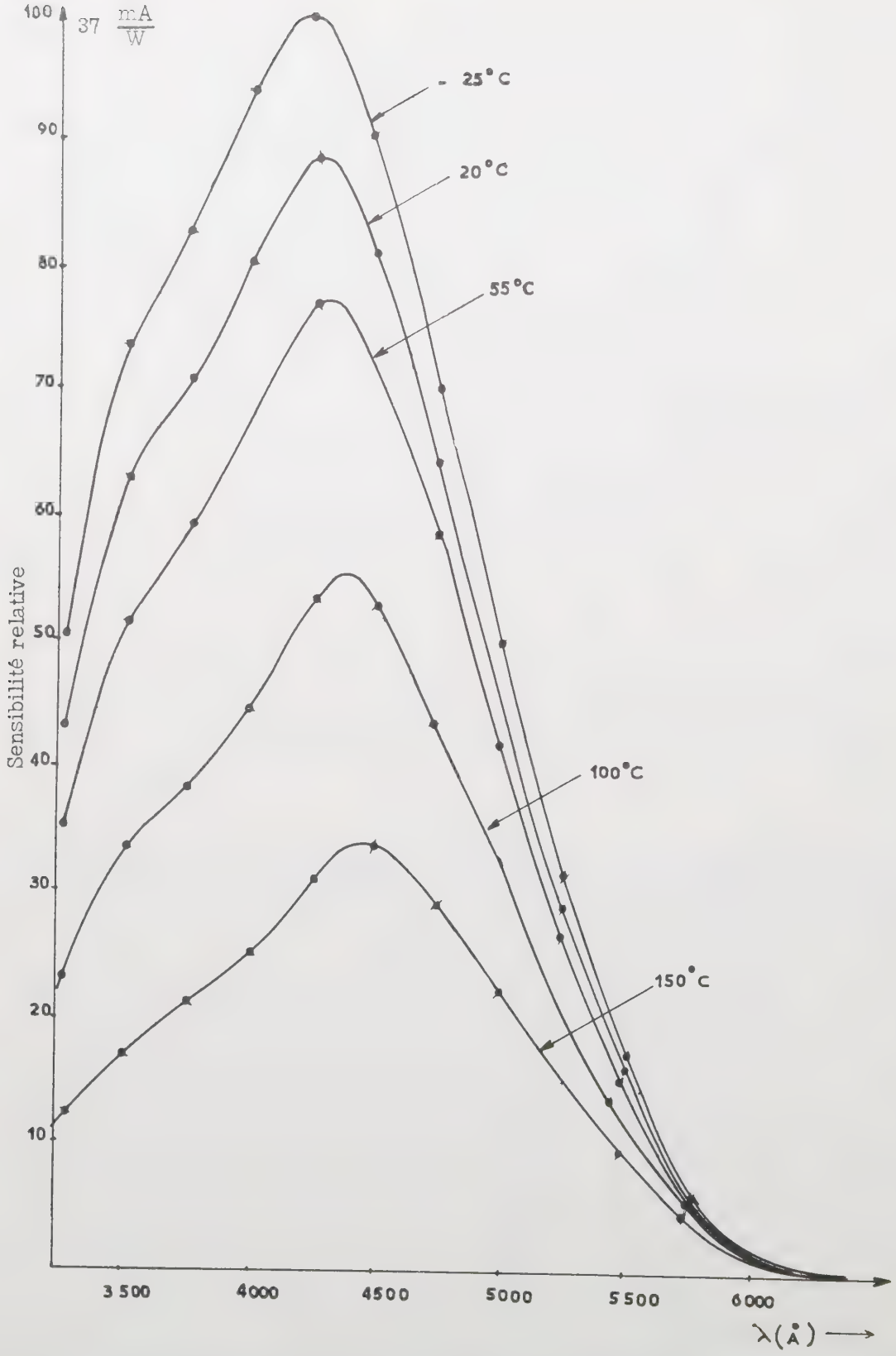

Figure 70 : Effet de température sur la réponse spectrale (EMI 9607 n° 5009). Couche $SbNa_2K$.

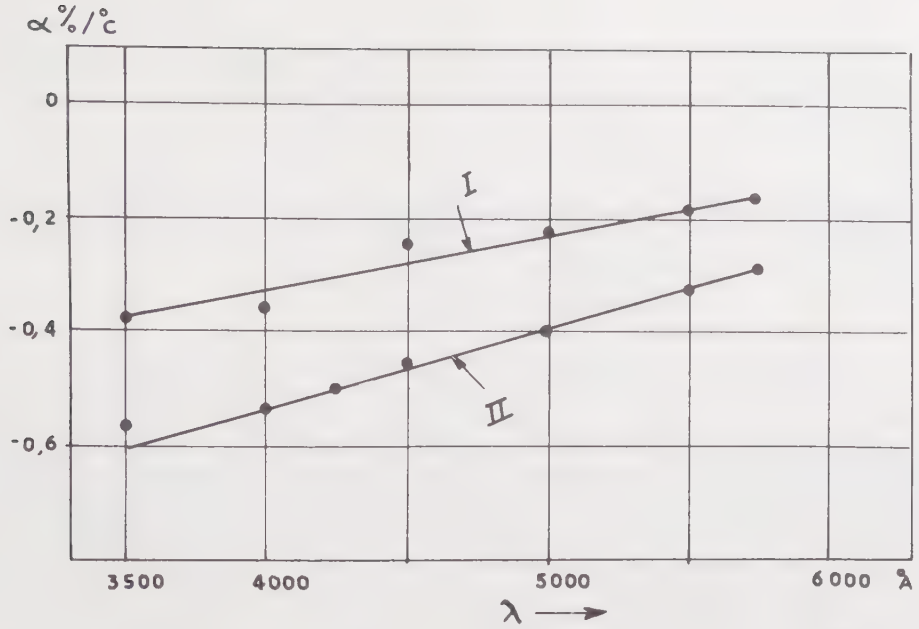

Figure 71 : Variation du coefficient de température en fonction de λ (EMI 9607).

I - entre + 20 et - 25°C
II - entre + 20 et +150°C

Couche $SbNa_2K$

Les courbes sont presques linéaires de sorte qu'on peut les représenter en première approximation sous la forme $\alpha = a\lambda + b$ où a et b dépendent de la température.

Le tableau XXXI consigne les courants d'obscurité pour cette couche.

TABLEAU XXXI

Courants d'obscurité (EMI 9607)

Température °C	Courant d'obscurité (nA)
55	$< 2.10^{-3}$
100	0,015
150	0,7

IV.4.3 - Discussion

Les comparaisons entre les résultats obtenus pour les photocathodes bialcalines ASCOP et EMI 9607 nous donnent les résultats suivants :

a) Les courbes de sensibilité spectrale sont des formes semblables.

b) Le domaine de haute sensibilité est dans la région des courtes longueurs d'onde :

λ_m = 3 500 Å pour ASCOP et λ_m = 4250 Å pour EMI (à t = - 25°C)

La longueur d'onde λ_m se déplace d'environ 50 Å pour l'ASCOP vers les grandes longueurs d'onde et 200 Å pour l'EMI quand la température croît de - 25°C à + 150°C.

c) Quand on chauffe les photocathodes de - 25°C à + 150°C on trouve toujours un coefficient négatif qui est en moyenne 0,08 %/°C pour l'ASCOP et 0,4 %/°C pour l'EMI.

d) La sensibilité maximum de l'EMI à - 25°C est presque 2,5 fois plus grande que celle de ASCOP. A 150°C les sensibilités des deux tubes sont presque égales ; celà est dû a la différence importante de leurs coefficients de température.

e) La différence entre les coefficients de température pour ces deux modèles peut être due à la différence de résistance des couches, au comportement différent du libre parcours moyen qui dépend des caractéristiques du réseau cristallin de chacune.

Le tableau XXXII présente les résultats essentiels pour ces tubes, ce qui permet leur comparaison.

Comme l'effet de température est similaire à celui que nous avions trouvé pour les couches trialcalines, on peut donc admettre la même interprétation ; c'est-à-dire l'existence de l'effet photoélectrique de volume dans toute l'étendue du spectre.

TABLEAU XXXII

Caractéristiques essentielles des couches dites "bialcalines"

Modèles	α %/°C (moyen)		λ_m (Å) à − 25°C	Sensibilité maximum relative à − 25°C	Variation de sensibilité de − 25°C à + 150°C		Déplacement de pics en (Å) de −25°C à +150°C
	λ < 4 000 Å	λ > 4 000 Å			λ = 3 500 Å	λ = 5 000 Å	
ASCOP 543 D	− 0,09	− 0,07	3 500	40	− 23 %	− 12 %	− 100 ± 40
EMI 9607 n° 5 009 SbNaK	− 0,45	− 0,30	4 250	100	− 72 %	− 56 %	− 200 ± 40

CONCLUSION

L'effet de la température sur la réponse des compteurs à scintillations nous a conduit à une étude systématique de la sensibilité de photocathode de différents photomultiplicateurs.

Nous avons déterminé en fonction de la température la réponse spectrale des couches photosensibles les plus couramment utilisées en liaison avec les scintillateurs, à savoir les couches d'antimoniure de césium Cs_3Sb, trialcalines $SbNa_2K$ [Cs], et bialcalines $SbNa_2K$.

D'autre part, chaque constructeur possédant une méthode particulière de formation des couches, nous avons examiné pour chacune d'elles, plusieurs photomultiplicateurs de provenances différentes.

Les mesures de sensibilité spectrale ont été réalisées en valeurs absolues, l'erreur étant estimée inférieure à 4 % ; l'erreur sur les valeurs relatives est de l'ordre de 1 % dans la partie centrale des courbes de sensibilité obtenues.

La gamme de température étudiée s'étendait de – 25° à + 55°C pour les couches d'antimoniure de césium et trialcalines ; elle couvrait de – 25° à + 150°C pour les couches bialcalines.

La largeur de la bande spectrale du flux lumineux auquel étaient soumises les couches étudiées était de 100 Å et le domaine de longueur d'onde examiné s'étendait de 3 250 Å à 7 000 Å, couvrant bien les domaines de sensibilité des photomultiplicateurs et d'émission spectrale des scintillateurs usuels : scintillateurs organiques, NaI (Tl) et ZnS(Ag).

14 photomultiplicateurs de quatre provenances différentes ont été étudiés. Pour chacun d'eux les courbes de sensibilité spectrale ont été tracées pour quatre températures (– 25°, 0° ± 20° et + 55°C). Deux autres températures (+ 100° et + 150°) ont été ajoutées pour les couches bialcalines.

Nous avons montré pour les trois types de couches étudiées un comportement commun qui consiste en un glissement des courbes de sensibilité vers les grandes longueurs d'ondes lorsque la température croît.

L'ensemble des mesures ainsi obtenues nous a permis un schéma faisant appel aux effets de surface et de volume intervenant dans la théorie des semi-conducteurs.

L'action de la température sur la sensibilité spectrale des couches étudiées peut se résumer en considérant trois domaines :

1/ Un domaine où l'effet de volume est prépondérant : la photoexcitation est réalisée à partir des électrons de la bande de valence, dont le libre parcours moyen diminue lorsque la température croît ; par suite, la probabilité de sortie des photoélectrons diminue, ce qui conduit à un coefficient de température négatif. Ce phénomène intervient généralement pour $\lambda < 5\,000$ Å.

2/ Un domaine où l'effet de surface est prépondérant, la photoexcitation intervient sur des électrons, au voisinage de la surface et dans la bande de conduction. Trois hypothèses évoquées dans la discussion concourent à l'explication d'un coefficient de température positif dans ce domaine ; ce phénomène intervient généralement pour $\lambda > 6\,000$ Å.

3/ Un domaine intermédiaire où les effets de volume et de surface interviennent simultanément et tendent à annuler le coefficient de température pour une longueur d'onde donnée. Ce phénomène apparait surtout entre 5 000 et 6 000 Å.

Les couches d'antimoniure de césium et les couches trialcalines des tubes XP 1 002 (DARIO) suivent bien ce modèle. Le point d'inversion du coefficient de température se situe respectivement pour ces tubes vers 5 250 et 6 000 Å.

Par contre les couches trialcalines du tube EMI 9 558 et les couches bialcalines ne présentent qu'un coefficient de température négatif, sur toute l'étendue de leur domaine de sensibilité spectrale.

Notre étude permet de choisir à bon escient le type de photomultiplicateur adapté à des conditions thermiques et un domaine spectral donné. Par exemple, dans les limites du domaine spectral d'émission des scintillateurs usuels et entre – 25° et + 55°C, le coefficient de température des trois couches étudiées est toujours négatif et reste compris entre :

$$-0,03 \quad \text{et} \quad -0,5\ \%/°C.$$

BIBLIOGRAPHIE

[1] GOUDET - Les semi-conducteurs. Eyrolles édit. Paris (1958).

[2] MELLIKAN - Phys. Rev. 7 - 362 (1916) et 18 - 236 (1921).

[3] FOWLER - Phys. Rev. 38 - 45 (1931).

[4] VERNIER - L'émission phot - Monog. Dunod édit. Paris (1963) et J. de Phys. 26 - 87 (1965).

[5] MEESSEN - J. Phys. et le Rad. 22 - 308 (1961).

[6] MAYER et THOMAS - Z. Phys. 147 - 419 (1957).

[7] GÖRLICH - Z. f. phys. 101 - 335 (1936).

[8] SOMMER - Proc. Phys. Soc. London 55 - 145 (1943).

[9] Photoelectronics materials and devices Simon LARACH ph. D. Princeton New-Jersey - New-York - London (1965).

[10] BORZYAK - Tekh fiz U.S.S.R. 20 - 923 (1950).

[11] SAKATA - J. Phys. Soc. Japan 8 - 125 (1953).

[12] SOMMER - J. Appl. Phys. 29 - 1568 (1958).

[13] SOMMER - Photoelec. Tubes Methuen London (1951).

[14] BURTON - Phys. Rev. 72 - 531 (A) (1947).

[15] APKER, TAFT, DICKEY - Phys. Rev. 74 - 1462 (1948) et voir Phys. Rev. 112 - 114 (1958) .

[16] SPICER - J. Appl. Phys. 31 - 2077 (1960).

[17] WALLIS - Ann. Physik 17 - 401 (1956).

[18] ECHART - Ann. Physik 19 - 133 (1956).

[19] MEESSEN - J. Phys. et le Rad. 22 - 135 (1961).

[20] SPICER - Phys. Rev. 112 - 114 (1958) et Lawrence Radiat. Labor. U.C.R.L. 7 149 (1963).

[21] APKER, TAFT et DICKEY - Phys. Rev. 74 - 1462 (1948).

[22] APKER et TAFT - J. Opt. Soc. Amer. 43 - 78 (1953) et 43 - 47 (1952).

[23] MIYAZAVA - J. Phys. Soc. Japan 8 - 169 (1953).

[24] BURTON - Voir Zworykin photoelectricity John WILEY - New-York P. 59 (1949) ; traduction française (1953) Dunod édit.

[25] DUBRIDGE - Phys. Rev. 43 - 727 (1933).

[26] MEESSEN - J. Phys. et Rad. 20 - 519 (1959)

[27] DUBRIDGE - Photoelec. effet Hermann édit. Paris (1935).

[28] BECKER and BRATTIN - Phys. Rev. 45 - 694 (1934).

[29] CARDWELL - Phys. Rev. 38 - 2041 (1931).

[30] MORRIS - Phys. Rev. 37 - 1263 (1931).

[31] WINCH - Phys. Rev. 37 - 1269 (1931).

[32] CASHMAN - Phys. Rev. 52 - 512 (1937).

[33] DECKER - Solid state phys. (prentice hall New-York) p. 311 (1957).

[34] FAN - Phys. Rev. 82 900 (1951) et DASH - Phys. Rev. 99 - 1151 (1955).

[35] IOFFE - Phys. of semiconductors - Infosearch limited London 174 (1960).

[36] DAVYDO - (Theory of electronic semiconductor) Uspekhi Fiz Nauk 24-21 (1940).

[37] BRUHAT - Cours d'Electricité (révisés par GOUDET) Masson édit. (1963).

[38] ENGSTROM - I.R.E. Trans. on Nucl. Sci. N.S. 5, 120 (1958) et I.R.E. Trans. on Nucl. Sci. N.S. 7, 52 (1960).

[39] SPICER - J. Phys. Chem. Solid. 22 - 365 (1961).

[40] ZIMAN - Electrons and phonons Clarendon Press Oxford.

[41] GRIVET P. et BLAQUIERE A. - Cours d'Electronique. Le bruit de fond. Masson édit. Paris (1958).

[42] MEESSEN - J. Phys. et Rad. 19 - 437 (1958) et Annal. Soc. Scien. Bruxelles 73 - 390 (1959).

[43] MURRAY and MANNING - I.R.E. Trans. An Nucl. Scien. N S 7 - 80 (1960).

[44] TREGUER et al. - Colloque International d'Electronique Nucléaire, Paris (1958).

[45] LAUSTRIAT et COCHE - J. Phys. et Rad. 19 - 927 (1959).

[47] CAMERON - Conf. and Nuclear Elect., page 13, Belgrade (1961).

[48] SOMMER - R.C.A. Labor. Princeton N.J. 121 (1959).

[49] ANDREW T. YOUNG - J. Appl. Optics 2, 51 (1963).

[50] WOLFF - Phys. Rev. 95, 1415 (1954).

[51] ANTIER G. - Amplificateur à courant continu. Section Electronique C.E.N. Grenoble - Mesures d'Octobre 1960.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
Orsay, le 15 mars 1966
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. BERGERARD

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Acédémie
de Paris,
Jean ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 251
1966